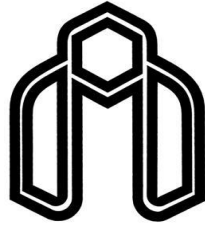


بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

گروه: نانوفیزیک

# بررسی نظری خواص ترابری الکتریکی در مواد نانوساختار نیمرسانا نیتروژندار

عطیه قلچ لی

استاد راهنما:

دکتر حسین عشقی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ماه ۱۳۹۴

تقدیم به

مقدس‌ترین واژه‌ها در لغت نامه دلم، مادر مهربانم که زندگیم را بدون مهر و عطف آن می‌دانم.

پدر، مهربانی‌مشتق، بردبار و حامی.

برادران و خواهرانم، همراهان، همیشگی و پشتیبان‌های زندگیم.

## تقدیر و تشکر

ضمن سپاس و ستایش به درگاه ایزد منان که به من توانایی داد که با استعانت از او بتوانم این پژوهش را انجام دهم، بر خود لازم می‌بینم از دکترم می و تشویق استاد راهنما جناب آقای دکتر حسین عسقی که در طول این مجموعه با راهنمایی‌های عالمانه و بجایشان، سکانداری‌اش ای در هدایت این پایان نامه بود اند قدردانی نمایم.

از اساتید ارجمند جناب آقایان دکتر چراغچی و دکتر انصاری را که داور این پایان نامه را تقبل نموده اند صمیمانه تشکر می‌نمایم.

توفیق و سلامتی همه این عزیزان را از خداوند بزرگ خواهانم.

## تعهد نامه

اینجانب عطیه قلچ لی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک- نانوفیزیک دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه: بررسی نظری خواص ترابری الکتریکی در مواد نانوساختار نیمرسانا نیتروژندار تحت راهنمایی دکتر حسین عشقی متعهد می شوم.

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

### تاریخ

### امضای دانشجو

#### مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

## چکیده

در این رساله ما به بررسی نظری خواص ترابری الکتريکی و الکترونيکی گاز الکترون دو بعدی در فصل مشترک ساختارهای ناهمگون مختلف وابسته به مواد نیمرساناهای نیتروژن دار نظیر AlGaN/GaN، AlInN/GaN و ... پرداخته ایم. این محاسبات عمدتاً مبتنی بر در نظر گیری توزیع فرمی-دیراک و استفاده از قاعده ماتیسسن در مطالعه تغییرات بیشینه تراکم الکترونی و تحرک گاز الکترون دو بعدی (2D) بر حسب دما می باشد. نتایج تحلیل های نظری ما حاکی از آن است که در ساختارهای  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ :

۱- با افزایش کسر مولی (x) آلومینیوم در لایه سد نه تنها به دلیل افزایش تراکم در رفتگی های بلوری تحرک گاز الکترون 2D در ماده کاهش می یابد، بلکه همچنین سبب افزایش تراکم این حامل ها در درون چاه شده و این خود به میدان الکتريکی داخلی بزرگتر و باریکتر شدن عرض چاه کوانتومی منجر می گردد.

۲- در بررسی تاثیر نوع زیر لایه، دریافتیم که استفاده از سیلیکون کارباید (با ثابت شبکه ای نزدیکتر به GaN) به جای سفایر سبب کاهش نقایص بلوری در چاه و در نتیجه افزایش تحرک گاز الکترون 2D می شود.

۳- مطالعه تاثیر ضخامت لایه سد نشان داد که با افزایش ضخامت لایه سد از یک حد بحرانی (در حدود 65-75 nm) پیوندهای فصل مشترک لایه های سد و چاه کوانتومی دچار واهلش می شود. این پدیده منجر به ایجاد تراکم در رفتگی های بلوری بیشتر و کاهش تحرک گاز الکترون دو بعدی می گردد.

۴- در بررسی تاثیر حضور لایه جداکننده معلوم شد که رشد این لایه باعث کاهش تراکم در رفتگی های بلوری شده و منجر به افزایش تحرک الکترون 2D در چاه پتانسیل می شود.

**کلمات کلیدی:** نیمرساناهای نیتروژن دار، ساختار ناهمگون، چاه کوانتومی مثلثی، گاز الکترون دو بعدی، خواص ترابری الکتريکی، سازوکارهای پراکندگی، میدان الکتريکی داخلی، ترازهای انرژی.

## لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

- ۱- قلچ لی عطیه؛ عشقی حسین، (۱۳۹۴)، "بررسی نظری خواص ترابری الکتریکی گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>" گردهمایی سالانه سیستم های ابعاد پایین، ۴ و ۵ خرداد ماه، (دانشگاه تبریز).
- ۲- قلچ لی عطیه؛ عشقی حسین، (۱۳۹۴)، "بررسی نظری اثر زیرلایه بر خواص الکترونیکی در چاه های کوانتومی با ساختار ناهمگون AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>" گردهمایی سالانه سیستم های ابعاد پایین، ۴ و ۵ خرداد ماه، (دانشگاه تبریز).
- ۳- قلچ لی عطیه؛ عشقی حسین، (۱۳۹۴)، "مطالعه نظری تاثیر سازوکارهای موثر پراکندگی در کنترل تحرک گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون Ga<sub>N</sub>/Ga<sub>AlN</sub>" کنفرانس فیزیک ایران، ۲ تا ۵ شهریور ماه، (دانشگاه فردوسی مشهد).
- ۴- قلچ لی عطیه؛ عشقی حسین، (۱۳۹۴)، "بررسی نظری خواص الکترونیکی در چاه های کوانتومی مثلثی در ساختارهای ناهمگون AlGa<sub>N</sub>/Al<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> و AlIn<sub>N</sub>/Al<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>" کنفرانس فیزیک ایران، ۲ تا ۵ شهریور ماه، (دانشگاه فردوسی مشهد).
- ۵- قلچ لی عطیه؛ عشقی حسین، (۱۳۹۴)، "بررسی نظری نقش کسر مولی آلومینیوم در تحرک پذیری سیستم بس ذره ای گاز الکترون دو بعدی و ترازهای انرژی در چاه کوانتومی در ساختارهای ناهمگون Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN" کنفرانس سیستم های بس ذره ای، ۲۱ آبان ماه، (دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی).

## فهرست مطالب

۱	<b>فصل ۱: مقدمه‌ای بر ترکیبات نیتروژندار و مروری بر مقالات</b>
۲	مقدمه.....
۲	۱-۱ معرفی ترکیبات نیتروژندار.....
۷	۲-۱ مروری بر مقالات.....
۱۹	<b>فصل ۲: مبانی نظری وابسته به خواص الکترونیکی در چاه کوانتومی</b>
۲۰	مقدمه.....
۲۰	۱-۲ خواص اساسی نیمرساناها.....
۲۰	۱-۱-۲ ساختار نواری در مواد کپه‌ای.....
۲۳	۲-۱-۲ ساختار نواری در ساختارهای ناهمگون.....
۲۶	۲-۲ پدیده حبس کوانتومی حامل‌ها در شرایط دوبعدی.....
۲۶	۱-۲-۲ ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مثلثی.....
۲۷	۲-۲-۲ چگالی حالت‌ها و چگالی الکترون‌ها در چاه کوانتومی.....
۳۱	۳-۲ اثر فوتورسانش پایدار (PPC).....
۳۲	۴-۲ واهلش.....
۳۵	<b>فصل ۳: مبانی نظری وابسته به خواص ترابری الکتریکی</b>
۳۶	مقدمه.....
۳۶	۱-۳ ترابری حامل‌ها در مواد نیمرسانا.....
۳۸	۲-۳ پراکندگی حامل‌ها.....
۳۸	۳-۳ سازوکارهای پراکندگی ذاتی.....
۳۸	۱-۳-۳ پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیکی.....
۳۹	۲-۳-۳ پراکندگی پیزوالکتریک.....
۴۰	۳-۳-۳ پراکندگی فونون‌های قطبی - نوری.....
۴۰	۴-۳ سازوکارهای پراکندگی غیرذاتی.....
۴۰	۱-۴-۳ پراکندگی ناخالصی‌های یونیده بخشنده‌های از راه دور.....



۴۱	۲-۴-۳ پراکندگی ناخالصی‌های یونیده بارهای فصل مشترک
۴۲	۳-۴-۳ پراکندگی از دررفتگی‌ها
۴۳	۵-۳ ترکیب انواع سازوکارهای پراکندگی
۴۳	۶-۳ پارامترهای ماده‌ی GaN

## ۴۵ فصل ۴: بررسی نظری داده‌های تجربی

۴۶	مقدمه
۴۷	۱-۴ بررسی خواص ترابری و ترازهای انرژی در ساختارهای ناهمگون $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$
۴۷	۱-۴-۱ بررسی نقش کسر مولی آلومینیوم در لایه $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (۳۰٪، ۱۵ و ۱۰٪) در تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و ترازهای انرژی در چاه کوانتومی در ساختارهای ناهمگون $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$
۴۷	۲-۴-۱ بررسی خواص ترابری و الکترونیکی در ساختار $\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$
۶۱	۳-۴-۱ بررسی خواص ترابری و الکترونیکی در ساختار $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$
۶۷	۲-۴ بررسی تاثیر زیرلایه (SiC و Sapphire) بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و خواص الکترونیکی در چاه کوانتومی ساختارهای ناهمگون $\text{AlGaIn}/\text{GaN}$
۷۴	۳-۴ بررسی تاثیر نوع لایه سد بر ترازهای انرژی چاه کوانتومی مثلثی در محل فصل مشترک در ساختارهای ناهمگون $\text{AlInN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ و $\text{AlGaIn}/\text{AlN}/\text{GaN}$
۷۹	۴-۴ بررسی تاثیر ضخامت لایه سد (۱۰۰-۲۵ nm) بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و ترازهای انرژی در ساختارهای ناهمگون $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$
۸۷	۵-۴ بررسی تاثیر "لایه جداکننده" بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و خواص الکترونیکی در چاه کوانتومی ساختارهای ناهمگون $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{GaN}$
۹۴	۶-۴ بررسی وابستگی تحرک پذیری الکترونی به تراکم گاز الکترون دو بعدی تحت تاثیر "پدیده فوتورسانش پایدار (PPC)" در ساختار ناهمگون $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ (۰/۲۵ و ۰/۱۵) در دمای $T=1.6\text{ K}$
۹۹	نتیجه گیری کلی
۱۰۰	References

## فهرست اشکال

- شکل ۱-۱: GaN در ساختار (الف) مربعی مرکب نوع NaCl، (ب) زینک بلند و (ج) ورتسایت [۱]..... ۳
- شکل ۱-۲: AlN در ساختار (الف) ورتسایت و (ب) زینک بلند [۳]..... ۴
- شکل ۱-۳: InN در ساختار (الف) ورتسایت و (ب) زینک بلند [۴]..... ۴
- شکل ۱-۴: وابستگی گاف نواری به x برای آلیاژهای AlGaIn، InGaIn و InAlIn در ساختار ورتسایت به دو روش محاسباتی [۵]..... ۵
- شکل ۱-۵: وابستگی محاسبه شده ثابت‌های شبکه (a و c) به x برای آلیاژهای AlGaIn، InGaIn و InAlIn در ساختار ورتسایت [۵]..... ۶
- شکل ۱-۶: وابستگی دمایی تراکم حامل سطحی اندازه‌گیری شده برای ساختارهای ناهمگون  $Al_{0.88}In_{0.12}N/AlN/GaN$  و  $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/AlN/GaN$  [۱۲]..... ۸
- شکل ۱-۷: تغییرات دمایی تحرک هال اندازه‌گیری شده به همراه تحلیل نظری شامل سازوکارهای پراکندگی عمده در ساختارهای ناهمگون (الف)  $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/AlN/GaN$  و (ب)  $Al_{0.88}In_{0.12}N/AlN/GaN$  [۱۷]..... ۹
- شکل ۱-۸: تحرک الکترون بر حسب دما برای چاه مثلثی GaN/AlGaIn از قاعده ماتیسن محاسبه شده است. LO فونون اپتیکی، AC فونون آکوستیکی، DP پتانسیل تغییر شکل، PE پیزوالکتریک، IMP ناخالصی‌های از راه دور و پس‌زمینه [۱۸]..... ۱۰
- شکل ۱-۹: تغییر دمایی تحرک هال اندازه‌گیری شده در مقایسه با محاسبات نظری شامل مکانیزم‌های پراکندگی اصلی برای (الف) نمونه A و (ب) نمونه B (ج) نمونه C (د) نمونه D [۱۹]..... ۱۲
- شکل ۱-۱۰: وابستگی دمایی تحرک هال و تراکم حامل در ساختار ناهمگون  $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN$  [۲۰]..... ۱۳
- شکل ۱-۱۱: وابستگی دمایی تحرک هال اندازه‌گیری شده (دایره‌های توپر) برای ساختار ناهمگون  $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN$  و تحرک‌های الکترون محاسبه شده: تحرک پراکندگی پتانسیل تغییر شکل فونون آکوستیکی ( $\mu_{DP}$ )، تحرک پراکندگی پیزوالکتریک ( $\mu_{PE}$ )، تحرک پراکندگی ناهمگامی سطح مشترک ( $\mu_{IFR}$ )، تحرک پراکندگی فونون قطبی نوری ( $\mu_{PO}$ ) و تحرک کل ( $\mu_{tot}$ ) [۲۰]..... ۱۴
- شکل ۱-۱۲: تجزیه و تحلیل پراکندگی از وابستگی دمایی تحرک 2DEG [۲۱]..... ۱۵

شکل ۱-۱۳: تحرک الکترون 2D محاسبه شده بر حسب دما برای LO. AlGaIn/GaN: پراکندگی فونون اپتیکی، DP: پراکندگی پتانسیل تغییر شکل و PE: پراکندگی پیزوالکتریک [۲۲]. ..... ۱۶

شکل ۱-۱۴: تحرک هال اندازه گیری شده (دایره های باز) و محاسبه شده (خطوط توپر) به صورت تابعی از دمای نمونه. نتایج حاصل از محاسبات برای پراکندگی الکترونی توسط فونون های اپتیکی، آکوستیکی، پیزوالکتریکی و ناخالصی ها [۲۳]. ..... ۱۷

شکل ۲-۱: ساختار نواری نیم رسانا [۲۶]. ..... ۲۱

شکل ۲-۲: نمودار نوار انرژی الکترون بر حسب تکانه برای نیم رساناهای با گاف نواری (الف) مستقیم و (ب) غیرمستقیم [۲۸]. ..... ۲۲

شکل ۲-۳: طرح شماتیکی از (الف) چاه کوانتومی یگانه (ب) چاه کوانتومی چند گانه [۲۹]. ..... ۲۴

شکل ۲-۴: طرح شماتیکی از شکل گیری چاه کوانتومی مثلثی و ترازهای انرژی در آن در محل فصل مشترک ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN [۱۸]. ..... ۲۵

شکل ۲-۵: طرح شماتیکی از ساختار نواری در ساختارهای ناهمگون [۲۵]. ..... ۲۵

شکل ۲-۶: تصویر فضای  $\pi$  دو بعدی در چاه کوانتومی [۳۳]. ..... ۲۸

شکل ۲-۷: رابطه چگالی حالت ها با انرژی در ساختارهای دو بعدی [۲۵]. ..... ۲۹

شکل ۲-۸: واهلش در محل فصل مشترک لایه ها [۳۳]. ..... ۳۲

شکل ۴-۱: طرح ساختاری لایه ها در نمونه های وب و همکاران با مقادیر کسر مولی آلومینیوم متفاوت [۴۹]. ..... ۴۸

شکل ۴-۲: تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی در نمونه های مورد مطالعه. ..... ۴۹

شکل ۴-۳: موقعیت نسبی تراز انرژی فرمی  $E_f$  (خطوط خط چین) و همچنین ترازهای  $E_1$  و  $E_2$  از ته چاه کوانتومی مثلثی در نمونه های مورد مطالعه. ..... ۵۰

شکل ۴-۴: داده های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی [۴۹]. ..... ۵۱

شکل ۴-۵: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه های مورد بررسی. ..... ۵۳

شکل ۴-۶: طرح ساختاری لایه ها در نمونه کانتراس و همکاران [۵۰]. ..... ۵۵

- شکل ۴-۷: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه مورد بررسی در بازه دمایی  $300-300\text{ K}$  [۵۰]..... ۵۵
- شکل ۴-۸: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه مورد نظر. ۵۷
- شکل ۴-۹: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه مورد مطالعه... ۵۸
- شکل ۴-۱۰: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه S2 وب و همکاران [۴۹] و نمونه کانتراس و همکاران (موسوم به S0) [۵۰]..... ۵۹
- شکل ۴-۱۱: مقایسه بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های (الف) S0 (بخش ۴-۲-۲) (ب) S2 (بخش ۴-۲-۱)..... ۶۰
- شکل ۴-۱۲: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه بنگی و همکاران [۵۱]..... ۶۲
- شکل ۴-۱۳: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترونی در نمونه مورد مطالعه [۵۱]..... ۶۲
- شکل ۴-۱۴: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه مورد مطالعه..... ۶۴
- شکل ۴-۱۵: پیش بینی نظری رفتار دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی تحت تاثیر (الف) تنها سازوکارهای پراکندگی ذاتی (ب) سازوکارهای پراکندگی ذاتی و غیر ذاتی..... ۶۵
- شکل ۴-۱۶: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های ردوینگ و همکاران با زیرلایه‌های SiC و Sapphire [۵۲]..... ۶۷
- شکل ۴-۱۷: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه های ردوینگ و همکاران [۵۲]..... ۶۸
- شکل ۴-۱۸: تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی..... ۶۹
- شکل ۴-۱۹: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در (الف) نمونه ۱ (با زیرلایه سیلیکون کارباید) و (ب) نمونه ۲ (با زیرلایه سفایر)..... ۷۰
- شکل ۴-۲۰: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های (الف) Sample1 و (ب) Sample2..... ۷۲

شکل ۴-۲۱: (الف) طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های تولک و همکاران با سدهای AlInN و AlGaIn (ب) داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تراکم سطحی الکترونی در نمونه‌های S1 (AlGaIn/GaN) و S2 (AlInN/GaN) [۱۷]..... ۷۴

شکل ۴-۲۲: تغییرات عرض کانال بر حسب تابعی از چگالی الکترونی در چاه کوانتومی مثلثی..... ۷۶

شکل ۴-۲۳: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه (الف) S1 و (ب) S2..... ۷۷

شکل ۴-۲۴: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های شن و همکاران [۳۷]..... ۷۹

شکل ۴-۲۵: (الف) وابستگی دمایی تحرک گاز الکترونی به ازای ضخامت‌های لایه سد متفاوت و (ب) تراکم گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون  $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$  بر حسب تابعی از ضخامت لایه سد  $Al_{0.22}Ga_{0.78}N$  [۳۷]..... ۸۰

شکل ۴-۲۶: تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی در نمونه‌های مورد مطالعه..... ۸۱

شکل ۴-۲۷: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه‌های با ضخامت لایه سد (الف) ۲۵، (ب) ۵۰ و (ج) ۱۰۰ nm..... ۸۲

شکل ۴-۲۸: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های مورد بررسی با ضخامت‌های لایه سد ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ nm..... ۸۵

شکل ۴-۲۹: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های زو و همکاران [۵۳]..... ۸۷

شکل ۴-۳۰: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی [۵۳]..... ۸۸

شکل ۴-۳۱: تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی..... ۸۹

شکل ۴-۳۲: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه (الف) با لایه جداکننده و (ب) بدون لایه جداکننده..... ۹۱

شکل ۴-۳۳: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های (الف) با لایه جداکننده و (ب) بدون لایه جداکننده..... ۹۲

شکل ۴-۳۴: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های بیکلی و همکاران با مقادیر کسر مولی آلومینیوم ۱۵ و ۲۵٪ [۵۴]..... ۹۴

شکل ۴-۳۵: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی تحرک گاز الکترون دو بعدی به تراکم حامل در دمای

$1/6 K$  [۵۴] ..... ۹۵

شکل ۴-۳۶: نتایج بررسی نظری وابستگی تحرک گاز الکترون دو بعدی به تراکم الکترونی در (الف)

نمونه ۱ ( $x=0.25$ )، (ب) نمونه ۲ ( $x=0.15$ ) در طی فرآیند فوتورسانش پایدار ..... ۹۶

## فهرست جداول

- جدول ۳-۱: مقادیر پارامترهای مادی GaN مورد استفاده در روابط پراکندگی ها..... ۴۴
- جدول ۴-۱: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$  در داخل چاه، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۷۷ K در نمونه‌های مورد بررسی [۴۹]..... ۵۰
- جدول ۴-۲: مقادیر پارامتر برازشی محاسبه شده در نمونه های مورد مطالعه..... ۵۴
- جدول ۴-۳: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$ ، اختلاف تراز فرمی با نخستین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۳ K در نمونه مورد مطالعه [۵۰]..... ۵۷
- جدول ۴-۴: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$  در داخل چاه، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۲۰ K در نمونه مورد بررسی [۵۱]..... ۶۳
- جدول ۴-۵: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$ ، اختلاف تراز فرمی با نخستین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۲۰ K در نمونه‌های ردوینگ و همکاران [۵۲]..... ۷۰
- جدول ۴-۶: مقادیر پارامتر برازشی محاسبه شده در نمونه‌های مورد بررسی..... ۷۲
- جدول ۴-۷: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$ ، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۴۰ K در نمونه‌های مورد بررسی [۱۷]..... ۷۷
- جدول ۴-۸: محاسبات مربوط به ترازهای کوانتیده انرژی، اختلاف تراز فرمی با تراز اول انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۲۲ K در نمونه‌های مورد بررسی [۳۷]..... ۸۲
- جدول ۴-۹: مقادیر تراکم در رفتگی ها حاصل از نتایج نظری ما در نمونه های گزارش شده شن و همکاران [۳۷]..... ۸۶
- جدول ۴-۱۰: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$  در داخل چاه، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۷۷ K در نمونه‌های مورد مطالعه [۵۳]..... ۹۰
- جدول ۴-۱۱: مقادیر پارامتر برازشی محاسبه شده در نمونه های زو و همکاران..... ۹۳
- جدول ۴-۱۲: پارامتر برازشی محاسبه شده در نمونه های بیکلی و همکاران [۵۴]..... ۹۷

## **فصل ۱:**

**مقدمه‌ای بر ترکیبات نیتروژندار و مروری**

**بر مقالات**



در سال‌های اخیر علاقه زیادی به ساختارهای کوانتومی که در آن‌ها حامل‌ها به دلیل محدودیت هندسی جسم محبوس می‌باشند نشان داده شده است و پیش بینی می‌شود که ترانزیستورها و لیزرهای ساخته شده با چنین ساختارهایی دارای مشخصه‌های اجرایی بهتری باشند. در این فصل ابتدا به معرفی ترکیبات نیتروژندار خواهیم پرداخت و سپس به توصیف برخی تحقیقات انجام شده توسط محققین در مورد این ترکیبات می‌پردازیم.

## ۱-۱ معرفی ترکیبات نیتروژندار

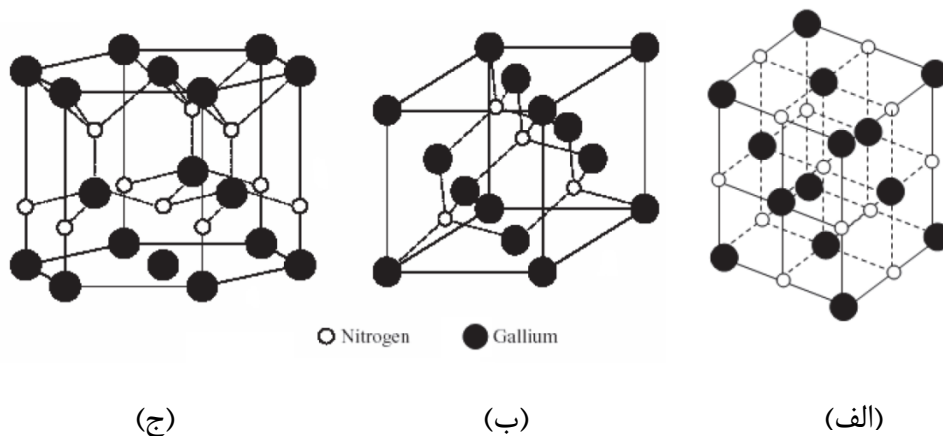
نیمرساناهای ترکیبی گروه III-V نظیر GaN، AlN، InN و آلیاژهای وابسته آن‌ها به دلیل داشتن خواص منحصر به فرد به طور گسترده مورد توجه قرار می‌گیرند. در ادامه به معرفی ویژگی‌های این نیمرساناها می‌پردازیم.

GaN در سه ساختار بلوری ورتسایت<sup>۱</sup> (WZ)، زینک بلند<sup>۲</sup> (ZB) و مربعی مرکب نوع-NaCl متبلور می‌شود [۱]. در هنگام رشد GaN روی زیرلایه‌هایی از جنس یاقوت کبود به دلیل تقارن‌های شش ضلعی موجود، فاز ورتسایت ایجاد می‌شود. از این رو اکثر مطالعات برای این فاز انجام شده است. این ساختار در واقع شامل دو زیر شبکه شش‌گوشی است که به اندازه  $\frac{5}{8}$  ارتفاع سلول در امتداد محور c در هم فرو رفته‌اند. سلول واحد که به صورت یک منشور شش وجهی است دوازده اتم در گوشه‌ها و دو اتم در وسط وجوه بالا و پایین آن قرار گرفته‌اند. اضافه بر این، سه اتم در وسط صفحات میانی مستقر می‌باشند. بدین ترتیب تعداد اتم‌های متعلق به یک سلول واحد HCP در مجموع معادل شش است و این ساختار دارای دو ثابت شبکه a و c است. ساختار ZB مشتمل بر دو زیر شبکه مکعبی هر

<sup>۱</sup> Wurtzite (WZ)

<sup>۲</sup> Zinc Blende (ZB)

کدام از یک نوع مرکز رخ پر<sup>۱</sup> (FCC) است که به اندازه  $\frac{1}{4}$  در امتداد قطر اصلی مکعب جابجا شده‌اند. اگرچه در هر دوی این ساختارها هر اتم با چهار اتم از نوع دیگر همسایه است اما به لحاظ چینش با هم متفاوتند. در ساختار WZ ترتیب چینش صفحات به صورت ABAB و در ZB به صورت ABCABC است [۱]. ساختار سدیم کلراید یک برهم نهی از دو زیر شبکه FCC هر یک برای یک یون است. شکل ۱-۱ ساختار ورتسایت، زینک بلند و GaN مربعی مرکب نوع-NaCl را نشان می‌دهد. گالیوم نیتراید با گاف نواری ۳/۴ eV (در ساختار ورتسایت) متناظر با طول موج ۳۶۵ nm است که در ناحیه فرابنفش نزدیک<sup>۲</sup> (۳۰۰-۴۰۰ nm) قرار می‌گیرد [۲]. ثابت‌های شبکه a و c در این ماده به ترتیب ۰/۳۱۸۹ و ۰/۵۱۸۵ nm در ساختار ورتسایت گزارش شده است [۲].

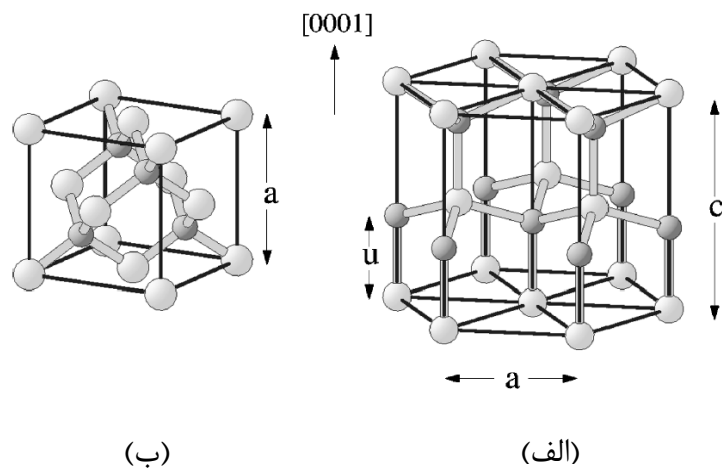


شکل ۱-۱: GaN در ساختار (الف) مربعی مرکب نوع-NaCl، (ب) زینک بلند و (ج) ورتسایت [۱].

AIN معمولاً دارای ساختارهای بلوری WZ یا ZB می‌باشد. شکل ۲-۱ ساختار AIN را در دو فاز ورتسایت و زینک بلند نشان می‌دهد. این ماده دارای گاف نواری ۶ eV (در ساختار ورتسایت) می‌باشد و پیش بینی می‌شود که نور با طول موج ۲۱۰ nm گسیل کند [۲]. ثابت‌های شبکه a و c در این ماده به ترتیب ۰/۳۱۱۲ و ۰/۴۹۸۲ nm در ساختار ورتسایت گزارش شده است [۲].

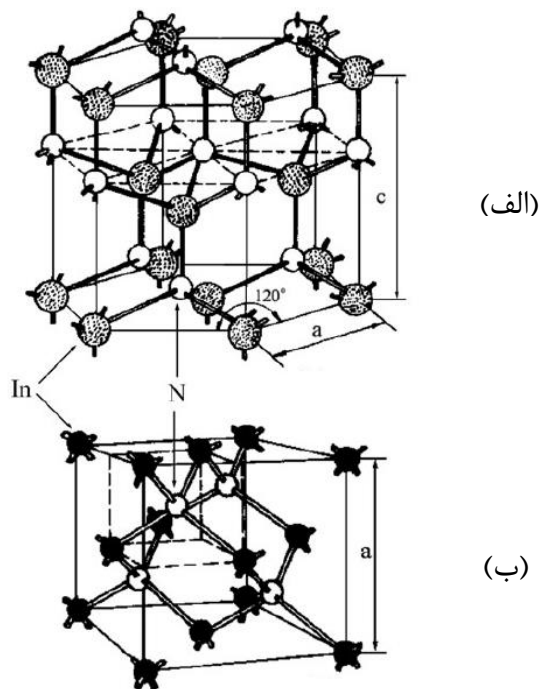
<sup>۱</sup> Near-UV

<sup>۲</sup> Face Centered Cubic



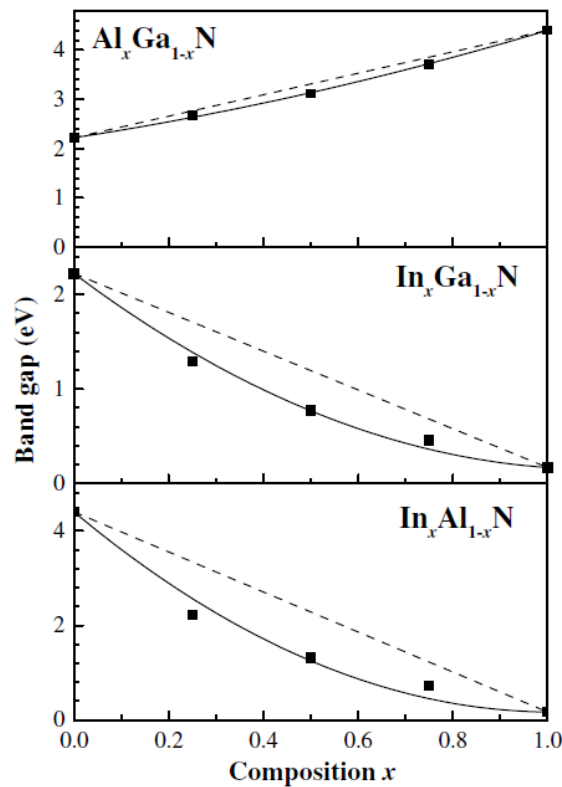
شکل ۱-۲: ساختار (الف) ورتسایت و (ب) زینک بلند [۳].

مشابه آلومینیوم نیتراید، ساختارهای ممکن InN شامل ورتسایت شش‌گوشی و زینک بلند مکعبی می‌باشد [۴]. شکل ۱-۳ ساختار InN را در دو فاز ورتسایت و زینک بلند نشان می‌دهد. گاف نواری InN در دمای اتاق در گستره ۰.۷-۲ eV می‌باشد [۴]. ثابت‌های شبکه  $a$  و  $c$  در این ماده به ترتیب ۰.۳۵۴ nm و ۰.۵۷ nm در ساختار ورتسایت گزارش شده است [۴].



شکل ۱-۳: ساختار (الف) ورتسایت و (ب) زینک بلند [۴].

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  یک ترکیب سه‌تایی از نیتrideهای گروه III است که از ترکیب  $\text{AlN}$  و  $\text{GaN}$  به نسبت کسر مولی  $x$  و  $1-x$  بدست می‌آید. طول موج گسیل  $\text{AlGaIn}$  از ۲۱۰ تا ۳۶۵ nm (فرابنفش عمیق<sup>۱</sup> تا فرابنفش نزدیک) تغییر می‌کند [۲]. این ساختار نیز مانند  $\text{GaN}$  معمولاً در ساختار WZ یا ZB متبلور می‌شود و ثابت شبکه و گاف نواری آن طبق قانون وگارد<sup>۲</sup> با تغییر کسر مولی آلومینیوم تغییر می‌کند. شکل ۴-۱ تغییرات گاف نواری با کسر مولی ( $x$ ) را برای ساختارهای  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ،  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$  و  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  در ساختار ورتسایت در دمای اتاق نشان می‌دهد [۵].



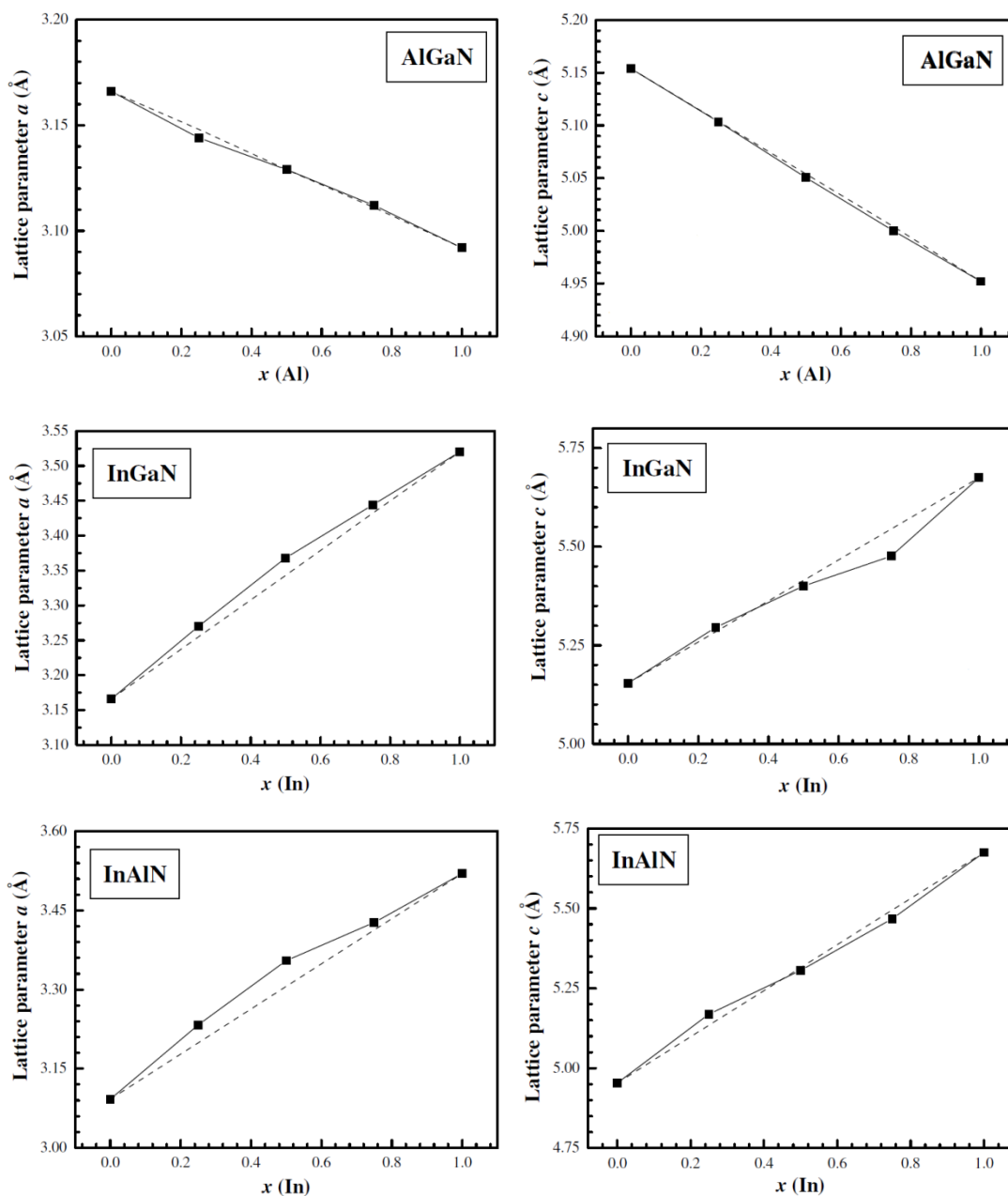
شکل ۴-۱: وابستگی گاف نواری به  $x$  برای آلیاژهای  $\text{AlGaIn}$ ،  $\text{InGaIn}$  و  $\text{InAlIn}$  در ساختار ورتسایت به دو روش محاسباتی [۵].

<sup>1</sup> Deep-UV

<sup>2</sup> Vegard's law

شکل ۵-۱ تغییرات ثابت‌های شبکه  $a$  و  $c$  با کسر مولی ( $x$ ) را برای ساختارهای  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

$\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ ،  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  در ساختار ورتسایت در دمای اتاق نشان می‌دهد [۵].



شکل ۵-۱: وابستگی محاسبه شده ثابت‌های شبکه ( $a$  و  $c$ ) به  $x$  برای آلیاژهای  $\text{AlGaIn}$ ،  $\text{InGaIn}$  و  $\text{InAlIn}$  در ساختار ورتسایت [۵].

GaN نیمرسانای ترکیبی گروه III-V با گاف نواری مستقیم پهن [۶] و آلیاژهای وابسته آن در ساخت دستگاه‌های الکترونیکی [۷ و ۸] و اپتوالکترونیکی [۹ و ۱۰] نظیر دیودهای گسیلنده نور آبی و فرابنفش [۱۱] و دیودهای لیزری آبی [۱۲] مورد استفاده واقع می‌شوند. همچنین در سال‌های اخیر از این ماده در مهندسی ساختار نواری به ویژه در ساخت ترانزیستورهای الکترونی با تحرک بالا [۱۳] و [۱۴] استفاده شده است. با توجه به مزیت‌های مربوطه مانند ولتاژ شکست بالا، سرعت حداکثر الکترون و چگالی الکترون بالا، ساختارهای ناهمگون AlGaIn/GaN برای کاربردهای فرکانس بالا و قدرت بالا در دماهای بالاتر هنگامی که با دستگاه‌های مبتنی بر GaAs و Si قابل مقایسه هستند [۱۵ و ۱۶] سودمند می‌باشند. در ادامه مروری بر مقالات مرتبط با ساختارهای ناهمگون خواهیم داشت.

## ۱-۲ مروری بر مقالات

تولک و همکاران [۱۷] ساختارهای ناهمگون<sup>۱</sup> گاز الکترون دو بعدی<sup>۲</sup> (2DEG) AlGaIn/GaN و AlInN/AlN/GaN را که به روش انباشت بخار شیمیایی فلز آلی<sup>۳</sup> (MOCVD) فشار کم بر روی زیر لایه سفایر (۰۰۰۱) تهیه شده‌اند را مورد بررسی قرار دادند. برای هر دو نمونه، رشد با یک لایه بسیار نازک AlN به ضخامت ۱۵ nm در دمای  $650^{\circ}\text{C}$  آغاز و سپس همین لایه در دمای  $1150^{\circ}\text{C}$  به ضخامت  $0.5\ \mu\text{m}$  رشد داده شده است. به دنبال این مرحله یک لایه بدون آرایش GaN به ضخامت  $2\ \mu\text{m}$  در دمای  $1050^{\circ}\text{C}$  لایه نشانی شده است. به منظور کاهش پراکندگی وابسته به بی نظمی لایه آلیاژی، یک لایه جداکننده<sup>۴</sup> از جنس AlN در شرایط دمای بالای  $1150^{\circ}\text{C}$  به ضخامت  $1/3-1/2\ \text{nm}$  رشد داده شده است. لایه‌های سد AlGaIn و AlInN روی لایه جدا کننده به ترتیب در دمای  $1050^{\circ}\text{C}$  و  $800^{\circ}\text{C}$  لایه نشانی شده‌اند. لایه نشانی نمونه‌ها با رشد لایه کلاهدک GaN

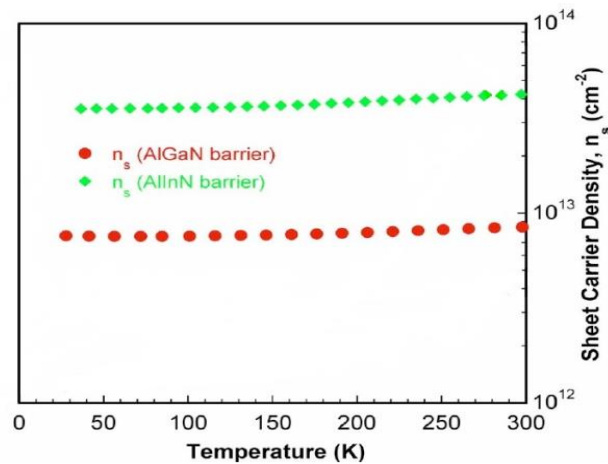
<sup>1</sup> Heterostructures

<sup>2</sup> Two Dimensional Electron Gas

<sup>3</sup> Metal Organic Chemical Vapor Deposition

<sup>4</sup> Spacer layer

به ضخامت ۳ nm به پایان رسیده است. اندازه‌گیری‌های تجربی نشانگر آن است که در این نمونه‌ها وابستگی دمایی تراکم الکترونی بسیار ناچیز است (شکل ۱-۶) که این خود یکی از نشانه‌های شکل گیری گاز الکترون دو بعدی است. چگالی الکترونی بالای ( $n_s = 3.55 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) مشاهده شده در نمونه با لایه سد  $\text{Al}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{N}$  به حضور میدان‌های قطبشی بزرگتر در مقایسه با نمونه‌ی با لایه سد  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  ( $n_s = 7.59 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) نسبت داده شده است.



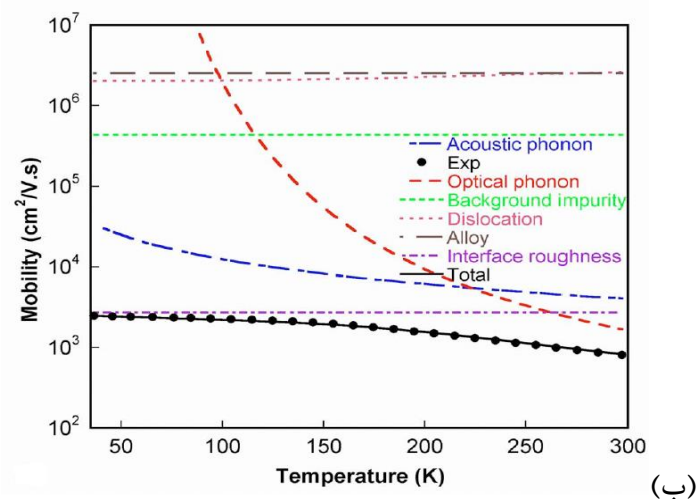
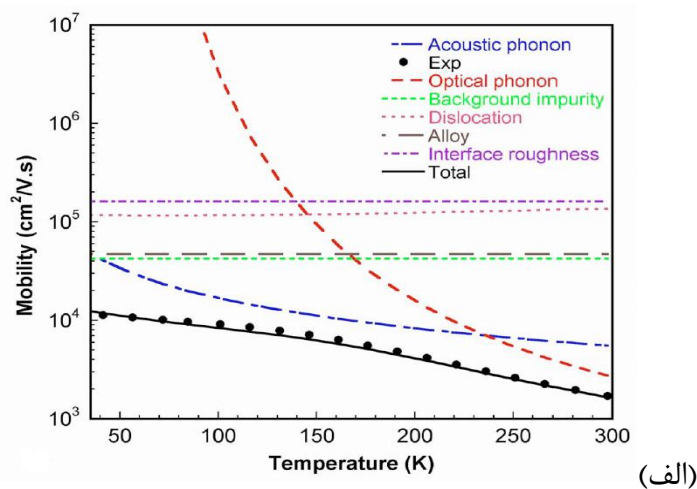
شکل ۱-۶: وابستگی دمایی تراکم حامل سطحی اندازه‌گیری شده برای ساختارهای ناهمگون  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  و  $\text{Al}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  [۱۲].

شکل ۱-۷ پیش‌بینی‌های نظری مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترونی را که به کمک آزمایش اثر هال اندازه‌گیری شده است نشان می‌دهد. نتایج حاکی از آن است که در نمونه با لایه سد  $\text{AlGaIn}$  (شکل ۱-۷-الف) همان‌طور که به وضوح دیده می‌شود تحرک کل محاسبه شده در توافق بسیار خوبی با نتایج تجربی است. در این نمونه در دماهای بالا ( $T > 200 \text{ K}$ ) تحرک الکترونی توسط پراکندگی فونون‌های آکوستیکی<sup>۱</sup> و قطبی-نوری<sup>۲</sup> تعیین می‌شود. در محدوده دمای متوسط، پراکندگی فونون‌های آکوستیکی کنترل تحرک را در ساختار ناهمگون بر عهده دارند و هر چه دما بیشتر کاهش می‌یابد، تحرک توسط ترکیبی از سه سازوکار پراکندگی مربوط به ناخالصی‌های پس

<sup>۱</sup> Acoustic phonon scattering

<sup>۲</sup> Polar-optical phonon (LO) scattering

زمینه<sup>۱</sup>، اختلال آلیاژی<sup>۲</sup> و فونون‌های آکوستیکی تعیین می‌شود. در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  (شکل ۱-۷-ب)، دوباره سازگاری بسیار خوبی بین وابستگی دمایی داده‌های تحرک کل محاسبه شده و نتایج تجربی مشاهده می‌شود. تحرک در دماهای پایین و متوسط تا حد زیادی توسط پراکندگی ناهمواری‌های سطح مشترک<sup>۳</sup> تعیین می‌شود. در دماهای بالا کنترل تحرک الکترونی بر عهده فونون‌های اپتیکی و ناهمواری سطح مشترک می‌باشد.



شکل ۱-۷: تغییرات دمایی تحرک حال اندازه‌گیری شده به همراه تحلیل نظری شامل سازوکارهای پراکندگی عمده در ساختارهای ناهمگون (الف)  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  و (ب)  $\text{Al}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  [۱۷].

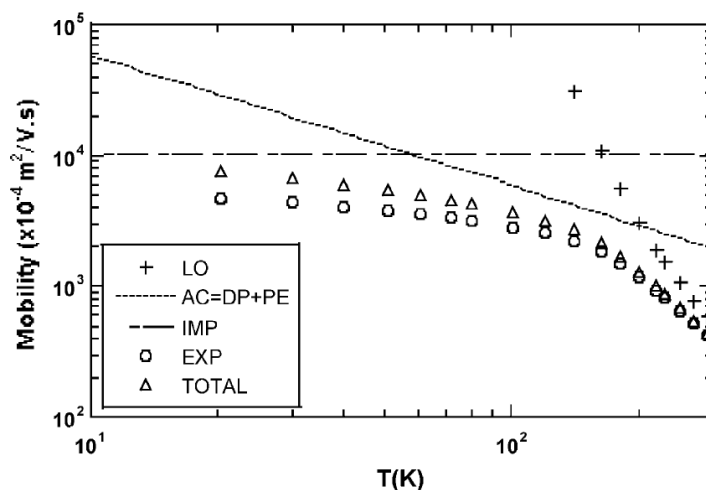
<sup>۱</sup> Background impurity scattering

<sup>۲</sup> Alloy disorder scattering

<sup>۳</sup> Interface roughness scattering



گوکدن [۱۸] اثر پراکندگی دررفتگی<sup>۱</sup> را روی تحرک گاز الکترون دو بعدی در یک ساختار ناهمگون GaN/AlGa<sub>N</sub> که به روش روآراستی پرتو مولکولی<sup>۲</sup> (MBE) تهیه شده را مورد بررسی قرار داده است (شکل ۸-۱). ضخامت لایه سد Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N و تراکم آلییده دهنده به ترتیب ۲۵۰ Å و  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  می‌باشد. نتایج حاصل از شکل ۸-۱ نشانگر آن است که در حوالی دمای اتاق پراکندگی وابسته به فونون‌های اپتیکی سازوکار غالب در محدود کردن تحرک الکترونی محسوب می‌شوند. از طرفی در محدوده دمایی متوسط پراکندگی‌های فونون‌های تغییر شکل آکوستیکی<sup>۳</sup> و پیزوالکتریک<sup>۴</sup> و در دماهای پایین پراکندگی ناشی از ناخالصی‌ها کنترل تحرک را بر عهده دارند. با این حال مقادیر محاسبه شده تحرک در دماهای پایین بیشتر از مقادیر تجربی می‌باشد. علت این اختلاف ممکن است به دلیل در نظر نگرفتن پراکندگی دررفتگی ناشی از عدم تطابق شبکه‌ای بزرگ با زیرلایه انتخاب شده (سفایر) و یا پراکندگی ناهمواری سطح مشترک باشد. با در نظر گرفتن تراکم دررفتگی مناسب به میزان  $N_{\text{dis}} = 4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  بین مقادیر نظری و تجربی تحرک سازگاری خوبی برقرار می‌شود.



شکل ۸-۱: تحرک الکترون بر حسب دما برای چاه مثلثی GaN/AlGa<sub>N</sub> از قاعده ماتیسین محاسبه شده است. LO فونون اپتیکی، AC فونون آکوستیکی، DP پتانسیل تغییر شکل، PE پیزوالکتریک، IMP ناخالصی‌های از راه دور و پس‌زمینه [۱۸].

<sup>1</sup> Dislocation scattering

<sup>2</sup> Molecular Beam Epitaxy

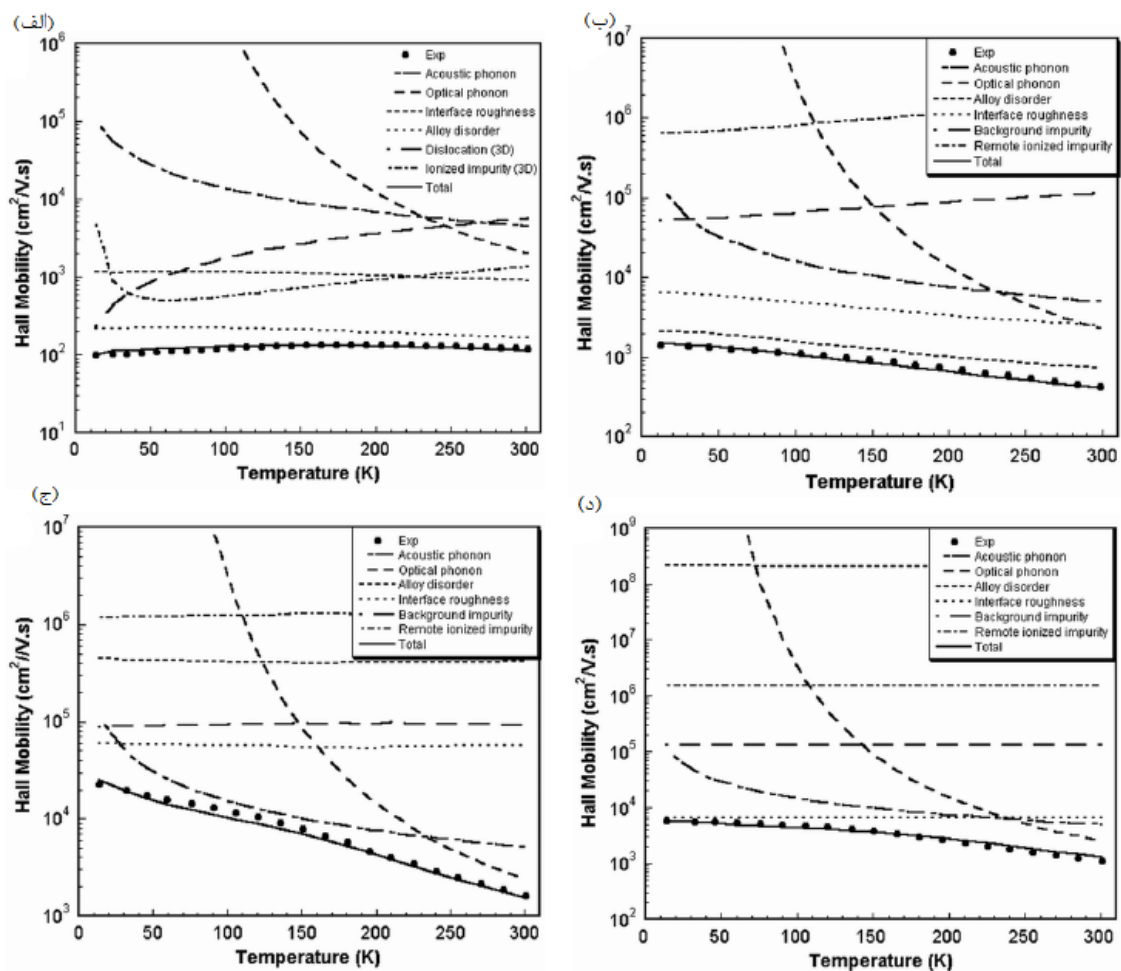
<sup>3</sup> Deformation Potential scattering

<sup>4</sup> Piezoelectric scattering

تک و همکاران [۱۹] اثر ضخامت لایه جدا کننده AIN را روی خواص ترابری ساختارهای ناهمگون  $Al_{0.82}In_{0.18}N/AiN/GaN$  که در یک سیستم MOCVD فشار کم لایه نشانی شده است را بررسی کرده‌اند. برای همه ساختارها، رشد با رسوب‌گذاری یک لایه واسط GaN به ضخامت ۴۰۰ nm در دمای  $1020^{\circ}C$  آغاز شد. به دنبال آن یک لایه GaN بدون آرایش به ضخامت  $2/2 \mu m$  در دمای  $960^{\circ}C$  رشد داده شد. سپس لایه‌های جداکننده AIN دمای بالا به ضخامت‌های  $0/3$ ، ۱ و ۲ nm رشد داده شدند. یک نمونه نیز بدون لایه جداکننده AIN رشد داده شده است. بعد از رسوب‌گذاری لایه‌های جداکننده، ویفر برای رشد لایه سد AlInN آرایش شده با سیلیکون به ضخامت ۱۶ nm تا دمای  $800^{\circ}C$  سرد شد (سد AlInN به طور ناخواسته برای نمونه بدون لایه جداکننده آرایش شده است). سرانجام رشد با یک لایه کلاhek GaN به ضخامت ۳ nm به اتمام رسیده است.

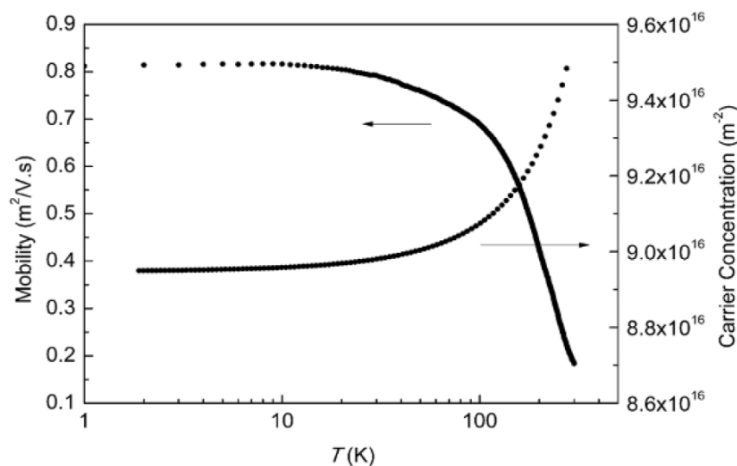
شکل ۱-۹ نتایج تجربی و محاسبات نظری مربوطه را برای نمونه‌ها نشان می‌دهد. نتایج تجربی بیانگر آن است که در نمونه بدون لایه جداکننده (نمونه A، شکل ۱-۹-الف)، با کاهش دما تحرک هال ابتدا افزایش و سپس به یک مقدار بیشینه می‌رسد و پس از آن روند کاهشی را در پیش می‌گیرد. رفتار دمایی تحرک هال نشان می‌دهد که رسانش در این نمونه عمدتاً توسط پراکندگی اختلال آلیاژ در دماهای متوسط و بالا تعیین می‌شود. از آنجایی که رفتار دمایی تحرک در دماهای پایین از نوع کپه‌ای ترابری پیروی می‌کند، سازوکارهای پراکندگی ناخالصی‌های یونیده 3D و دررفتگی‌ها را شامل می‌شود. شکل ۱-۹-الف توافق بسیار خوبی را در تمام گستره دمایی نشان می‌دهد. از اینرو می‌توان گفت که ترابری در این نمونه توسط ترکیبی از فرآیندهای پراکندگی 2D و 3D تعیین می‌شود. هنگامی از لایه جداکننده AIN با ضخامت  $0/3$  nm (نمونه B، شکل ۱-۹-ب)، در فصل مشترک GaN و AlInN استفاده می‌شود، تحرک الکترونی با کاهش دما افزایش می‌یابد. در این نمونه نیز تحرک در تمام گستره دمایی عمدتاً توسط پراکندگی اختلال آلیاژ و به میزان کمتری از پراکندگی ناهمواری سطح مشترک محدود می‌شود. هنگامی که از لایه جداکننده با ضخامت حدود ۱ nm (نمونه C، شکل ۱-۹-ج)، استفاده می‌شود، تحرک الکترونی در دمای اتاق افزایش یافته و با کاهش دما روندی افزایشی

را در پیش می‌گیرد که این امر به تقلیل تاثیر فرآیند اختلال آلیاژی نسبت داده شده است. وابستگی دمایی تحرک در نمونه با لایه جداکننده ۲ nm (نمونه D، شکل ۱-۹-د)، نسبتاً متفاوت با نمونه قبلی (نمونه C) است. اگرچه پراکندگی اختلال آلیاژی به طور موثر کاهش یافته، تحرک حامل‌ها عمدتاً توسط ناهمواری‌های سطح مشترک در دماهای پایین و فونون‌های آکوستیکی در دماهای متوسط تعیین می‌شود. در دماهای بالاتر از ۲۰۰ K، فونون‌های اپتیکی و آکوستیکی به همراه ناهمواری‌های سطح مشترک تحرک الکترونی را محدود می‌کنند.



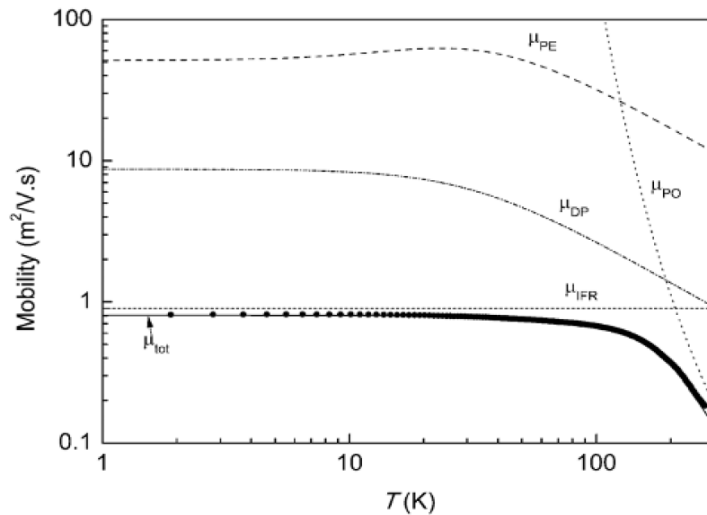
شکل ۱-۹: تغییر دمایی تحرک حال اندازه‌گیری شده در مقایسه با محاسبات نظری شامل مکانیزم‌های پراکندگی اصلی برای (الف) نمونه A و (ب) نمونه B (ج) نمونه C (د) نمونه D [۱۹].

سلیک و همکاران [۲۰] ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$  که به روش MOCVD بر روی زیر لایه سفایر رشد یافته است را مورد بررسی قرار دادند. ساختار لایه نشانی این نمونه شامل: یک لایه واسط  $\text{AlN}$  به ضخامت  $320 \text{ nm}$ ، یک لایه  $\text{GaN}$  آلاینش نشده به ضخامت  $1/7 \mu\text{m}$ ، یک لایه جدا کننده  $\text{AlN}$  به ضخامت  $1 \text{ nm}$  و یک لایه  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ( $x=0/25$ ) به ضخامت  $20 \text{ nm}$  که با یک لایه  $\text{GaN}$  به ضخامت  $3 \text{ nm}$  پوشانده شده است می‌باشد. نکته قابل ذکر آن است که لایه سد حامل اندازه گیری شده را در گستره دمایی  $275\text{K}-1/8$  نشان می‌دهد. همان طور که ملاحظه می‌شود در دماهای پایین تراکم مستقل از دما بوده لکن در دماهای بالاتر تراکم الکترونی با افزایش دما به دلیل مشارکت حامل‌های کپه‌ای افزایش یافته‌اند. در مقابل در دماهای پایین (زیر دمای حدود  $50 \text{ K}$ ) تحرک گاز الکترونی مستقل از دما بوده و با افزایش دما تحرک هال کاهش یافته است.



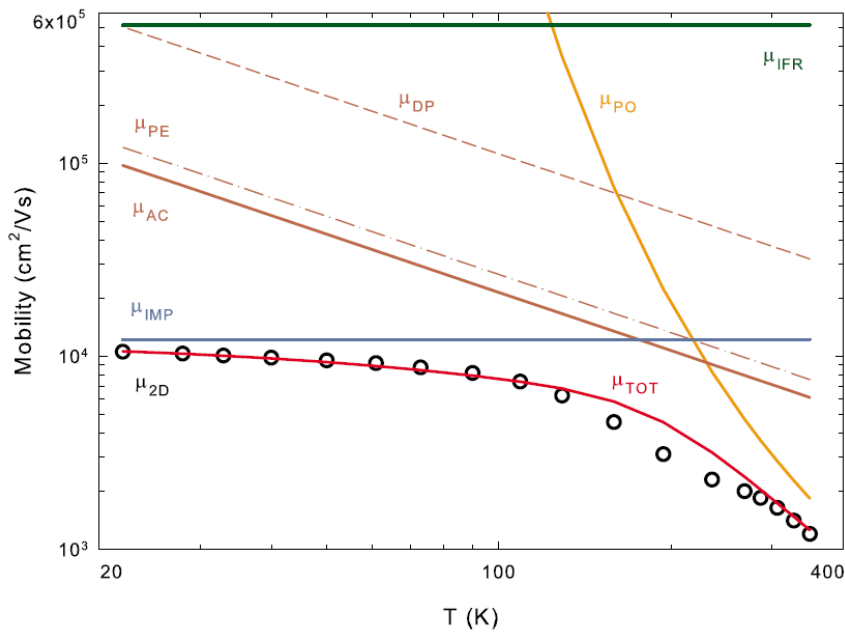
شکل ۱-۱۰: وابستگی دمایی تحرک هال و تراکم حامل در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$  [۲۰].

شکل ۱-۱۱ نتایج تحلیل به کار گرفته شده را برای انواع سازوکارهای پراکندگی در این نمونه نشان می‌دهد. همان طور که از شکل پیداست، پراکندگی ناهمواری‌های سطح مشترک تحرک الکترون را در دماهای پایین ( $T < 200 \text{ K}$ ) محدود می‌کند و در دماهای بالا پراکندگی فونون‌های اپتیکی سازوکار غالب در کنترل تحرک الکترونی محسوب می‌شود.



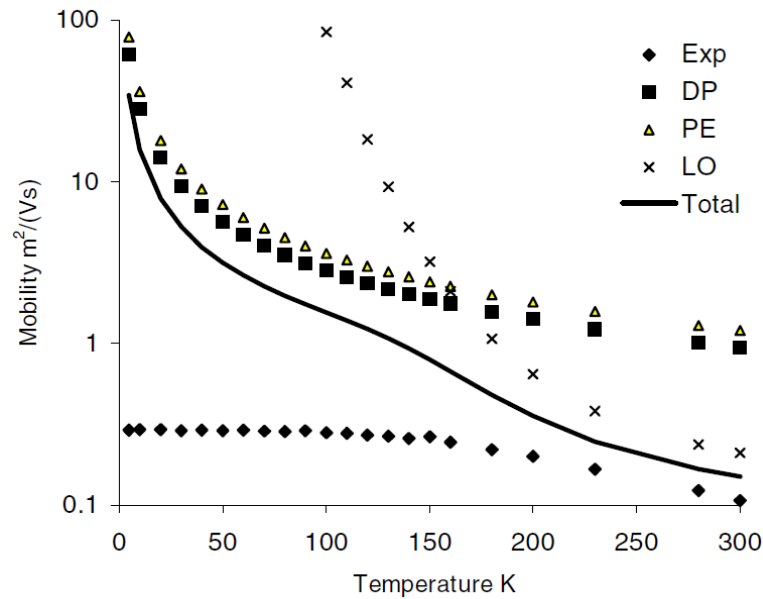
شکل ۱-۱: وابستگی دمایی تحرک حال اندازه گیری شده (دایره‌های توپر) برای ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$  و تحرک‌های الکترون محاسبه شده: تحرک پراکندگی پتانسیل تغییر شکل فونون آکوستیکی ( $\mu_{\text{DP}}$ )، تحرک پراکندگی پیزوالکتریک ( $\mu_{\text{PE}}$ )، تحرک پراکندگی ناهمواری سطح مشترک ( $\mu_{\text{IFR}}$ )، تحرک پراکندگی فونون قطبی نوری ( $\mu_{\text{PO}}$ ) و تحرک کل ( $\mu_{\text{tot}}$ ) [۲۰].

لیس سیودین و همکاران [۲۱] ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  که بر روی زیرلایه سفایر به روش MOCVD لایه نشانی شده است را مورد مطالعه و تحلیل قرار دادند. در ساختار لایه نشانی این نمونه ابتدا یک لایه هسته  $\text{AlN}$  در دمای  $840^\circ\text{C}$  رشد داده شده است. بعد از رسوب گذاری لایه هسته، ویفر به دمای بالا برای بازپخت حرارت داده شد. سپس لایه واسط  $\text{AlN}$  به ضخامت  $600\text{ nm}$  روی لایه هسته بازپخت شده در دمای  $1032^\circ\text{C}$  رسوب گذاری شد. بعد از رسوب گذاری لایه واسط، یک لایه  $\text{GaN}$  به ضخامت  $1/9\ \mu\text{m}$  رشد داده شد. سرانجام لایه جداکننده  $\text{AlN}$  به ضخامت  $1/5\text{ nm}$ ، لایه سد  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$  به ضخامت  $27\text{ nm}$  و لایه کلاهدک  $\text{GaN}$  به ضخامت  $3\text{ nm}$  رشد داده شد. همه‌ی لایه‌ها در این نمونه بدون آرایش هستند. شکل ۱-۱۲ نتایج تجزیه و تحلیل پراکندگی را برای رسانش 2D نشان می‌دهد. همان طور که از نتایج این تحلیل می‌توان دریافت در محدوده دمایی مورد مطالعه ( $22\text{--}350\text{ K}$ ) تحرک الکترون‌ها عمدتاً توسط پراکندگی فونون‌های اپتیکی و آکوستیکی در دماهای تقریباً بالاتر از  $180\text{ K}$  و در دماهای پایین‌تر از آن توسط پراکندگی ناخالصی بارهای فصل مشترک تعیین می‌شود.



شکل ۱-۱۲: تجزیه و تحلیل پراکندگی از وابستگی دمایی حرکت 2DEG [۲۱].

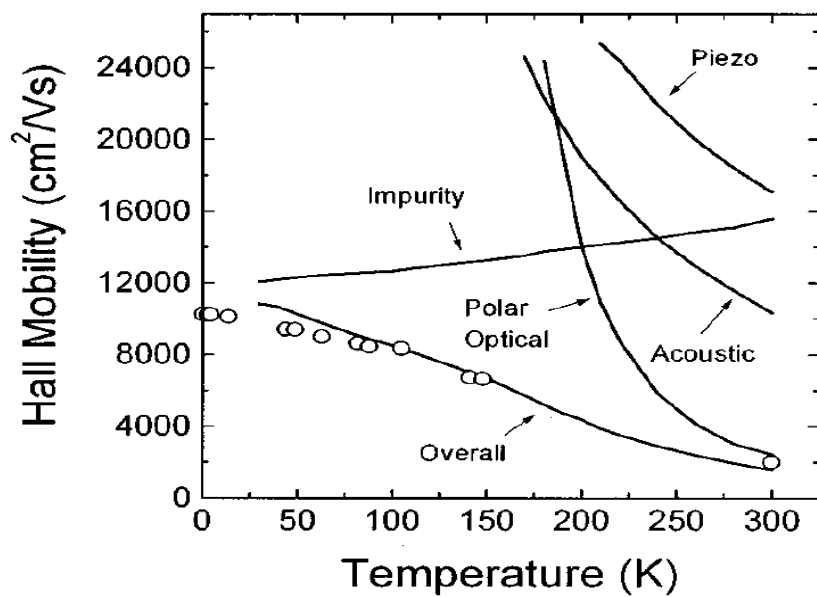
زاناتو و همکاران [۲۲] اثر پراکندگی ناهمواری فصل مشترک و دررفتگی را روی تحرک گاز الکترون 2D در ساختار ناهمگون GaN/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N که به روش MBE لایه نشانی شده است را در گستره دمایی ۳۰۰-۴۰۰ K مورد مطالعه قرار دادند. در ساختار لایه نشانی این نمونه یک لایه GaN به ضخامت ۳ μm و یک لایه GaAlN به ضخامت ۲۵۰ Å رشد داده شده است. شکل ۱-۱۳ نتایج تجربی و محاسبات نظری را نشان می‌دهد. همان طور که از نتایج گزارش شده پیداست پراکندگی فونون‌های قطبی-نوری سازوکار غالب در دمای اتاق محسوب می‌شود. تحرک محاسبه شده در دمای اتاق در توافق بسیار خوبی با نتایج تجربی می‌باشد. از سوی دیگر، در دماهای متوسط و پایین تحرک الکترونی اندازه گیری شده بسیار پایین تر از تحرک محدود شده توسط پراکندگی فونون‌های پتانسیل تغییر شکل و پیزوالکتریک می‌باشد. این تفاوت به دلیل حذف پراکندگی حامل‌ها از دررفتگی‌ها و یا ناهمواری‌های سطح مشترک در این محاسبات نسبت داده شده است به طوری که با انتخاب تراکم دررفتگی به میزان  $N_{dis}=10^{11} \text{ cm}^{-2}$  سازگاری مناسبی بین داده‌های تجربی و محاسبه شده برقرار می‌شود.



شکل ۱-۱۳: تحرک الکترون 2D محاسبه شده بر حسب دما برای AlGaIn/GaN. LO: پراکندگی فونون اپتیکی، DP: پراکندگی پتانسیل تغییر شکل و PE: پراکندگی پیزوالکتریک [۲۲].

گاسکا و همکاران [۲۳] خواص ترابری گاز الکترون دو بعدی را در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N}/\text{GaN}$  که به روش روآراستی فشار بخار فلز آلی<sup>۱</sup> (MOVPE) بر روی زیرلایه سیلیکون کارباید تهیه شده است را مورد بررسی قرار داده‌اند. در لایه نشانی، لایه  $\text{AlN}$  به ضخامت ۱۵۰ nm رشد داده شده بر روی زیرلایه سیلیکون کارباید توسط رسوب گذاری یک لایه  $\text{GaN}$  آرایش نشده به ضخامت ۰/۵  $\mu\text{m}$  و یک لایه  $\text{GaN}$  نوع-n به ضخامت ۵۰ nm با تراکم آلییده  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  دنبال شده است. در نهایت لایه  $\text{GaN}$  با یک لایه سد  $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N}$  به ضخامت ۵۰ nm پوشانده شد. شکل ۱-۱۴ نتایج بدست آمده از تحرک الکترونی را در این نمونه در گستره دمایی ۰/۳-۳۰۰ K نشان می‌دهد. همان طور که ملاحظه می‌شود، تحرک حامل‌ها در محدوده‌ی دمای اتاق عمدتاً توسط پراکندگی وابسته به فونون‌های قطبی-نوری و آکوستیکی تعیین می‌شود. تحرک در دمای متوسط به شدت تحت تاثیر پراکندگی فونون‌های آکوستیکی بوده و در دماهای پایین پراکندگی ناخالصی‌ها اهمیت بیشتری پیدا می‌کنند.

<sup>1</sup> Metal Organic Vapor Pressure Epitaxy



شکل ۱-۱۴: تحرک هال اندازه‌گیری شده (دایره‌های باز) و محاسبه شده (خطوط توپر) به صورت تابعی از دمای نمونه. نتایج حاصل از محاسبات برای پراکندگی الکترونی توسط فونون‌های اپتیکی، آکوستیکی، پیزوالکتریکی و ناخالصی‌ها [۲۳].





## فصل ۲:

مبانی نظری وابسته به خواص الکترونیکی

در چاه کوانتومی

در این فصل ابتدا درباره ساختار نواری نیمرساناها در حالت کپه‌ای و ساختارهای ناهمگون صحبت می‌شود. سپس ترازهای انرژی، چگالی حالت‌ها و چگالی الکترون‌ها در چاه کوانتومی مثلثی مورد بررسی قرار می‌گیرد. در نهایت در مورد دو اثر فوتورسانش پایدار و واهلش بحث می‌شود.

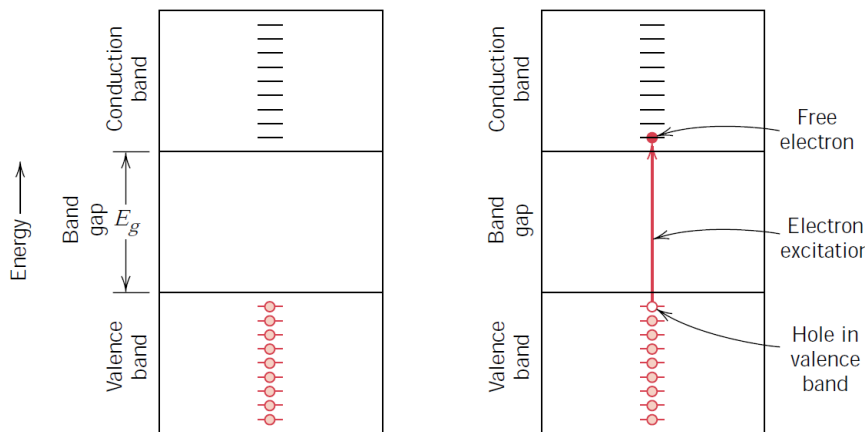
## ۲-۱-۱ خواص اساسی نیمرساناها

### ۲-۱-۱-۱ ساختار نواری در مواد کپه‌ای

یکی از ویژگی‌های جالب مواد نیمرسانا که آنها را از مواد رسانا متمایز می‌کند، چگونگی تغییر مقاومت ویژه‌ی الکتریکی آنها با تغییرات دما است. همان طور که می‌دانیم افزایش دما موجب افزایش مقاومت ویژه‌ی الکتریکی مواد رسانا می‌شود. علت این پدیده ناشی از پراکندگی الکترون‌ها با یکدیگر و همچنین برخورد الکترون‌های آزاد با اتم‌های در حال نوسان در جسم رسانا است. با افزایش دما، جنبش ذرات تشکیل‌دهنده‌ی جسم بیشتر می‌شود و بنابراین تعداد و شدت برخورد الکترون‌های آزاد با اتم‌های جسم افزایش می‌یابد یعنی الکترون‌ها که حاملان بار الکتریکی در جسم جامد رسانا هستند، برای انتقال بار الکتریکی با موانع بیشتری برخورد می‌کنند و در نتیجه رسانایی الکتریکی جسم کاهش می‌یابد.

نتایج تجربی نشان می‌دهد که برخلاف مواد رسانا، در نیمرساناها افزایش دما موجب کاهش مقاومت ویژه‌ی الکتریکی ماده می‌شود. توجیه این پدیده در نیمرسانا تنها با استفاده از نظریه‌ی نواری امکان‌پذیر است. در شکل ۲-۱ ساختار نواری یک نیمرسانا نشان داده شده است. همان‌گونه که در تصویر می‌بینیم در دماهای پایین نوار ظرفیت نیمرسانا کاملاً پر از الکترون و نوار رسانش کاملاً خالی از الکترون است. از این رو نه نوار ظرفیت در رسانش نقشی دارد (چون نوار کاملاً پر است و هیچ

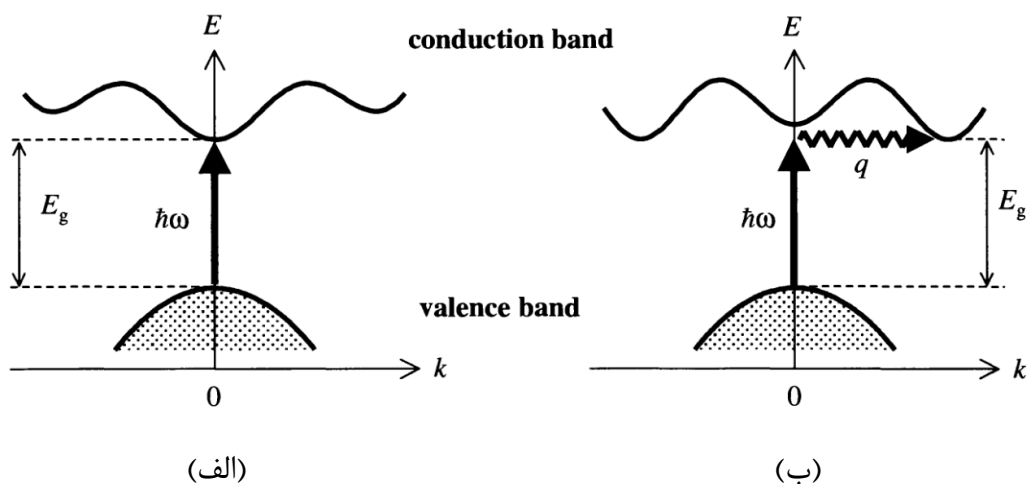
الکترونی امکان گذار درون نوار را ندارد) و نه در نوار رسانش الکترونی هست تا موجب رسانایی الکتریکی شود. بنابراین در دماهای پایین، نیمرسانا مشابه نارسانا رفتار می‌کند. با افزایش دما، تعدادی از الکترون‌های نوار ظرفیت به نوار رسانش گذار می‌کنند. بدین ترتیب هم الکترون‌هایی که در نوار رسانش قرار می‌گیرند موجب رسانایی الکتریکی می‌شوند و هم تعدادی تراز خالی در نوار ظرفیت ایجاد می‌شود. جای خالی الکترون در نوار ظرفیت حفره نامیده می‌شود. از این رو امکان گذار برای الکترون‌های نوار ظرفیت نیز (در همان نوار) فراهم می‌شود. به بیان دیگر، در این حالت هم نوار رسانش و هم نوار ظرفیت در رسانایی الکتریکی نقش دارند. به همین ترتیب با افزایش دما هم تعداد الکترون‌های نوار رسانش بیشتر می‌شود و هم تعداد حفره‌های نوار ظرفیت افزایش می‌یابد. این مسئله سبب افزایش رسانایی الکتریکی نیمرسانا می‌شود [۲۴]. علاوه بر افزایش دما، با اضافه کردن مقادیر ناچیزی ناخالصی به ماده‌ی نیمرسانا نیز می‌توان تعداد حاملان بار الکتریکی را به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش داد [۲۵].



شکل ۱-۲: ساختار نواری نیمرسانا [۲۶].

می‌توان نمودار انرژی الکترون‌ها بر حسب تکانه آن‌ها را در یک نمودار موسوم به ساختار نواری ماده بلورین رسم کرد. در حالت کلی موقعیت مینیمم نوار رسانش و ماکزیمم نوار ظرفیت نسبت به هم به دو صورت واقع می‌شوند. در حالت اول کمینه نوار رسانش و بیشینه نوار ظرفیت مطابق شکل

۲-۲-الف، در تکانه یکسانی قرار می‌گیرند و وقتی الکترون از نوار ظرفیت به نوار رسانش جهش می‌کند تغییری در تکانه آن به وجود نمی‌آید. گالیم آرسنید، گالیم نیتراید و اکسید روی مثال‌هایی از این مورد هستند. چنین موادی نیمرسانای با گاف نواری مستقیم نامیده می‌شوند. در مقابل ممکن است کمینه نوار رسانش و بیشینه نوار ظرفیت مطابق شکل ۲-۲-ب در موقعیت تکانه‌ای یکسانی قرار نگیرند. بنابراین برانگیختگی یک الکترون از نوار ظرفیت به نوار رسانش، نه تنها نیاز به صرف انرژی دارد بلکه تغییری در تکانه آن نیز بایستی به وجود آید. با چنین موقعیتی در موادی مانند سیلیکون و ژرمانیوم رو به رو هستیم. این مواد را نیمرساناهای با گاف نواری غیر مستقیم می‌نامیم [۲۷].



شکل ۲-۲: نمودار نوار انرژی الکترون بر حسب تکانه برای نیمرساناهای با گاف نواری (الف) مستقیم و (ب) غیرمستقیم [۲۸].

در نیمرساناهای با گاف نواری مستقیم، یک فوتون با انرژی  $E = \hbar\omega$ ، می‌تواند یک الکترون را از نوار ظرفیت به نوار رسانش برانگیخته کند (گذار مستقیم). اما در نیمرساناهای غیرمستقیم، این نوع گذار امکان پذیر نمی‌باشد به دلیل آن که فوتون‌ها تکانه بسیار کوچکی دارند، در حالی که الکترون باید دستخوش تغییر بزرگی در تکانه شود. در این موارد، گذار الکترون از نوار ظرفیت به نوار رسانش می‌تواند با جذب یک فونون شبکه (انرژی گرمایی) رخ دهد که در این صورت تکانه مورد نیاز تامین

می‌شود. در برهم کنش فونون- الکترون انرژی و تکانه پایسته می‌مانند.

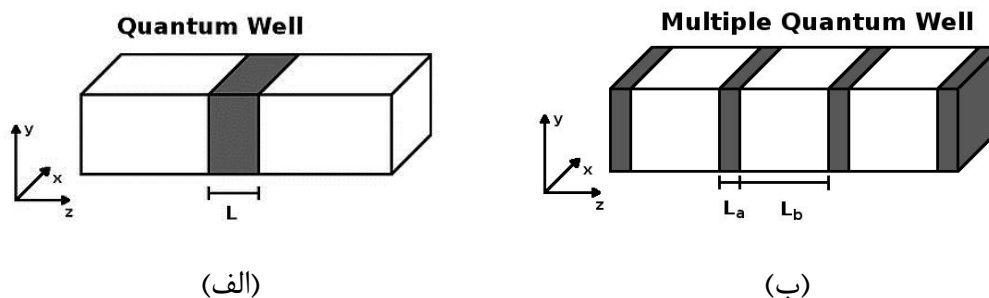
بنابراین ویژگی مهم مواد نیمرسانا این است که رسانایی الکتریکی آنها با تغییر دما، برانگیختگی نوری و میزان ناخالصی به نحو قابل ملاحظه‌ای تغییر می‌کند. این قابلیت تغییر خواص الکتریکی، مواد نیمرسانا را انتخاب مناسبی برای کاربرد در زمینه قطعات الکترونیکی و اپتوالکترونیکی ساخته است.

## ۲-۱-۲ ساختار نواری در ساختارهای ناهمگون

در طی چند دهه اخیر با توجه به پیشرفت‌های صورت گرفته در روش‌های رشد لایه‌های بلوری، تحقیقات گسترده‌ای به منظور ارتقا کیفیت و کارایی قطعات نیمرسانا از جمله ساختارهای با ابعاد پایین صورت گرفته است. از تکنیک‌های امروزی رشد نظیر روآراستی پرتو مولکولی و انباشت بخار شیمیایی فلز آلی این امکان را فراهم می‌سازند که بتوان ساختارهای نیمرسانا با کیفیت بالا تهیه کرد. با استفاده از این تکنیک‌ها می‌توان یک لایه نازک بلورین را در مجاورت لایه‌هایی با گاف‌های نواری متفاوت رشد داد. این ساختارها به ساختارهای ناهمگون موسوم‌اند. با لایه نشانی نیمرساناهای مختلف در کنار هم می‌توان ساختارهایی با اشکال مختلف داشت. اگر یک لایه نازک از ماده‌ای با گاف نواری کوچک بین دو لایه با گاف نواری بزرگتر قرار گیرد، در صورتی که لایه میانی به اندازه کافی نازک باشد که خواص کوانتومی از خود بروز دهد، چنین ناهمگونی نواری تشکیل یک چاه کوانتومی منفرد (با عرض  $L \leq 100 \text{ \AA}$ ) می‌دهد. با رشد چند لایه به صورت متناوب از چاه و سد ساختار چاه کوانتومی چندگانه حاصل می‌شود. اگر حاملی در سیستم وجود داشته باشد چه از طریق تحریک گرمایی و یا یک محرک خارجی نظیر فوتون‌های نوری، در تلاش برای کم کردن انرژی سیستم در چاه کوانتومی محبوس می‌شود. شکل ۲-۳ طرح شماتیکی از یک چاه کوانتومی یگانه<sup>۱</sup> (SQW) و یک ساختار چاه کوانتومی چند گانه<sup>۲</sup> (MQW) را نشان می‌دهد.

<sup>۱</sup> Single Quantum Well

<sup>۲</sup> Multiple Quantum Well (TQW)

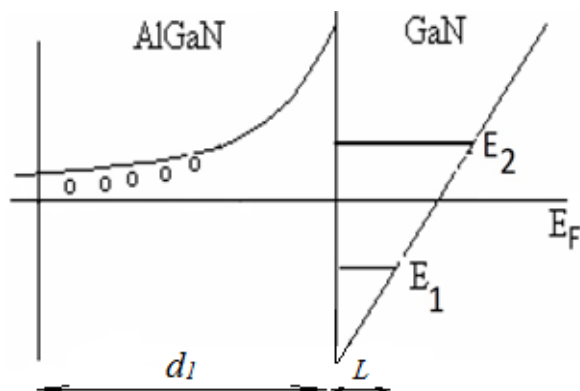


شکل ۲-۳: طرح شماتیکی از (الف) چاه کوانتومی یگانه (ب) چاه کوانتومی چندگانه [۲۹].

یک راه دیگر برای تولید چاه کوانتومی استفاده از روش آرایش اصلاحی<sup>۱</sup> در رشد لایه‌های ناهمگون (با گاف نواری متفاوت) در مجاور یکدیگر است. به منظور مطالعه فیزیکی این ساختارها، ترکیب ساختاری AlGaIn آلاینده (به عنوان لایه سد پتانسیل) و GaN (لایه چاه پتانسیل) را در نظر می‌گیریم. بر اثر کنار هم قرارگیری این لایه‌ها، به علت بالاتر بودن مکان تراز فرمی در لایه AlGaIn نسبت به موقعیت آن در GaN، انتظار می‌رود بخشی از الکترون‌های آزاد در لایه سد AlGaIn به لایه مجاور با گاف نواری کوچکتر (GaN) منتقل شوند که خود سبب ایجاد یک میدان الکتریکی داخلی در محل فصل مشترک لایه‌ها می‌گردد. حضور این میدان الکتریکی سبب خمیدگی نوار رسانش GaN در محل فصل مشترک شده و همین امر به ایجاد یک چاه کوانتومی مثلثی<sup>۲</sup> (TQW) منجر می‌شود (شکل ۲-۴). الکترون‌های منتقل شده به این ناحیه در لایه نازکی در نزدیکی فصل مشترک لایه‌های AlGaIn/GaN درون چاه پتانسیل باقی می‌مانند. از آنجا که این الکترون‌ها امکان حرکت خود را در امتداد عمود بر صفحه رشد از دست می‌دهند، حرکت آنها به فضایی دو بعدی (همان صفحه رشد) محدود می‌گردد و به این ترتیب گاز الکترون دو بعدی در نزدیکی فصل مشترک ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN شکل می‌گیرد. در شکل ۲-۴،  $E_1$  و  $E_2$  ترازهای انرژی داخل چاه،  $L$  عرض چاه کوانتومی منتسب به اولین زیرنوار و  $d_1$  عرض لایه سد می‌باشد که در ادامه به آنها اشاره می‌کنیم.

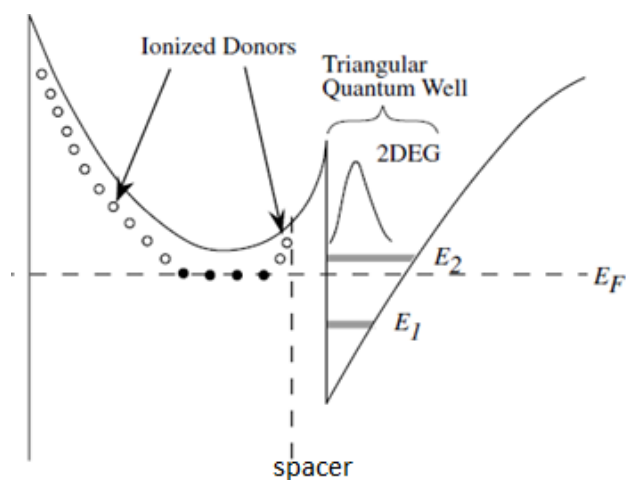
<sup>۱</sup> Modulation Doping

<sup>۲</sup> Triangular Quantum Well



شکل ۲-۴: طرح شماتیکی از شکل‌گیری چاه کوانتومی مثلثی و ترازهای انرژی در آن در محل فصل مشترک ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN [۱۸].

در شرایط ایده‌آل انتظار می‌رود که در محل فصل مشترک هیچ گونه نقص و دررفتگی بلوری وجود نداشته باشد اما عملاً به علت نابرابری ثابت‌های شبکه‌ای لایه‌ها در محل فصل مشترک، نقایص و دررفتگی‌های بلوری ظاهر می‌شوند. وجود این ناکاملی‌ها بر حرکت حامل‌های جریان تاثیر گذاشته و تحرک آنها را کاهش می‌دهد. در این ساختارها غالباً با رشد لایه‌ای نازک و بدون آرایش از جنس لایه سد در حد فاصل لایه‌های چاه کوانتومی و سد به نام "لایه جداکننده" می‌توان پراکندگی ناخالصی‌ها را به حداقل رسانید. این کار تحرک پذیری حامل‌ها را تا حد زیادی بهبود می‌بخشد (شکل ۲-۵).



شکل ۲-۵: طرح شماتیکی از ساختار نواری در ساختارهای ناهمگون [۲۵].



## ۲-۲ پدیده حبس کوانتومی حامل‌ها در شرایط دوبعدی

### ۲-۲-۱ ترازهای انرژی در چاه کوانتومی مثلثی

برای محاسبه ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی از مکانیک کوانتومی استفاده می‌شود. با در نظر گرفتن محور  $z$  در جهت رشد لایه‌ها می‌توان معادله شرودینگر را درون یک چاه کوانتومی مثلثی به صورت زیر نوشت:

$$\left( \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m^*} + eFz \right) \Psi = E \Psi \quad (1-2)$$

که در آن  $F$  میدان الکتریکی،  $E$  انرژی و  $\Psi$  تابع موج الکترون درون چاه پتانسیل است. با حل این معادله و با در نظر گرفتن شرایط مرزی، ترازهای انرژی درون چاه پتانسیل به دست می‌آیند:

$$E_{xy} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (2-2)$$

که  $k_x$  و  $k_y$  به ترتیب بردار موج الکترون در راستای محور  $x$  و  $y$  هستند. به این ترتیب انرژی کل الکترون‌ها در هر تراز کوانتومی برابر خواهد بود با:

$$E_{ik} = E_i + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (3-2)$$

در این معادله  $E_i$  ( $i=1, 2, 3, \dots$ ) حالت‌های انرژی کوانتومی در چاه کوانتومی،  $k = (k_x, k_y)$  بردار موج دوبعدی موازی با فصل مشترک و  $m^*$  جرم موثر الکترون در لایه چاه است.

موقعیت ترازهای کوانتومی انرژی در یک چاه مثلثی بی‌نهایت از رابطه [۳۰]:

$$E_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e F}{2} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (4-2)$$

محاسبه می‌شود. این عبارت حاکی از آن است که موقعیت ترازهای انرژی با میدان الکتریکی موجود

در چاه متناسب می‌باشد.

بزرگی میدان الکتریکی را می‌توان به کمک قانون گاوس به صورت [۳۱]:

$$F = \frac{n_s e}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (۵-۲)$$

محاسبه کرد که در آن  $n_s$  تراکم سطحی گاز الکترون دو بعدی و  $\epsilon_s$  ثابت دی الکتریک فرکانس پایین است.

به منظور تعیین عرض چاه کوانتومی می‌توان از عبارت [۳۲]:

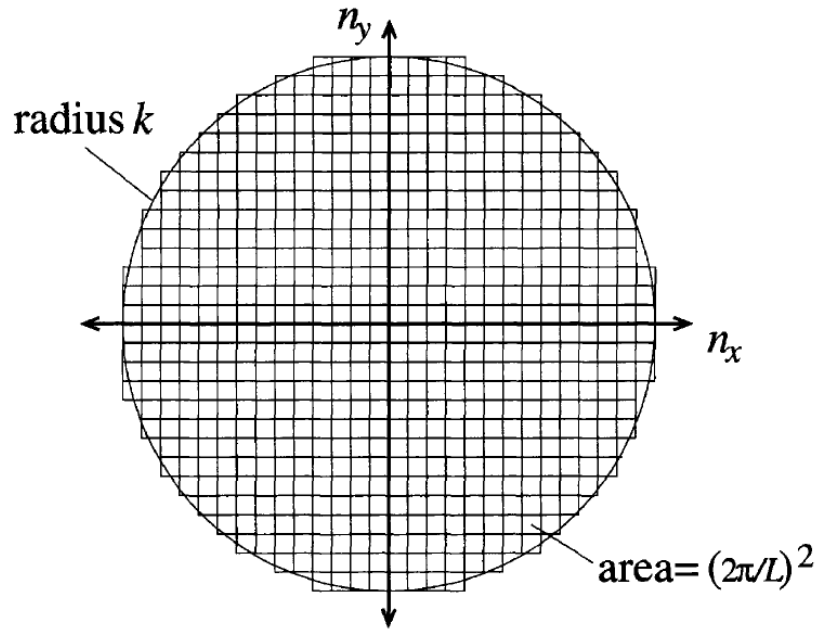
$$L = \frac{4E_1}{3eF} \quad (۶-۲)$$

سود جست. در این رابطه  $E_1$  اولین تراز انرژی در چاه کوانتومی مثلثی و  $F$  بزرگی میدان الکتریکی داخلی می‌باشد.

## ۲-۲-۲ چگالی حالت‌ها و چگالی الکترون‌ها در چاه کوانتومی

یکی از کمیت‌های مهم و موثر در خواص الکتریکی و اپتیکی نیم‌رساناها که بر اثر کوانتیده شدن حامل‌ها در جهت  $Z$  در چاه‌های کوانتومی تحت تاثیر قرار می‌گیرد چگالی حالت،  $\rho(E)$ ، است. این کمیت به صورت تعداد حالت‌های قابل دسترس در واحد حجم در بازه واحد انرژی  $E$  تعریف می‌شود یعنی [۳۳]:

$$\rho(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dk} \frac{dk}{dE} \quad (۷-۲)$$



شکل ۶-۲: تصویر فضای  $n$  دو بعدی در چاه کوانتومی [۳۳].

با توجه به شکل ۶-۲ تعداد کل حالت‌ها بر واحد سطح مقطعی به صورت سطح دایره به شعاع  $k$

تقسیم بر سطح اشغال شده توسط یک حالت با احتساب ضریب واگنی ۲ تعریف می‌شود یعنی:

$$N^{2D} = 2\pi k^2 \frac{1}{(2\pi/L)^2} \frac{1}{L^2} \Rightarrow \frac{dN^{2D}}{dk} = \frac{k}{\pi} \quad (۸-۲)$$

از طرفی طبق نظریه بلاخ ذره در هر بعد که حرکت کند رابطه بین  $E$  و  $k$  به صورت  $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$

می‌باشد. بنابراین:

$$\frac{dk}{dE} = \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2} \frac{E^{-1/2}}{2} \quad (۹-۲)$$

بنابراین با توجه به معادلات (۷-۲)، (۸-۲) و (۹-۲) چگالی حالت‌ها برای نخستین زیرنوار در چاه

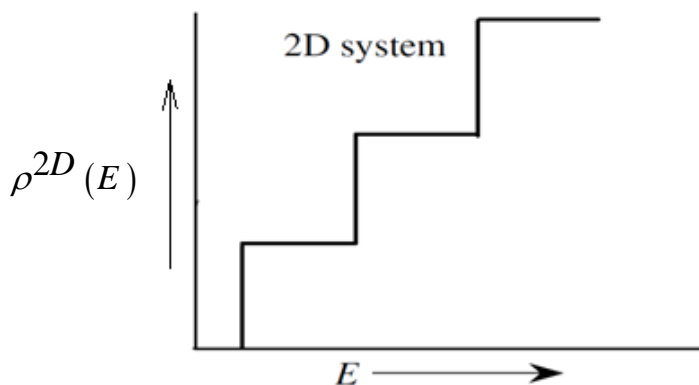
کوانتومی به صورت زیر داده می‌شود:

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (10-2)$$

چنانچه پیداست چگالی حالتها برخلاف سیستم سه بعدی به انرژی بستگی ندارد. چگالی حالت کلی برای هر زیرتراز انرژی مجاز ( $E_i$ ) را می توان به صورت:

$$\rho^{2D}(E) = j \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (11-2)$$

در نظر گرفت که به صورت پله ای تغییر پیدا می کند [۲۵]. شکل ۷-۲ نحوه تغییرات چگالی حالتها بر حسب انرژی را برای حامل های آزاد در شرایط دو بعدی نشان می دهد.



شکل ۷-۲: رابطه چگالی حالتها با انرژی در ساختارهای دو بعدی [۲۵].

در شرایط تعادل گرمایی، الکترون ها در نوار رسانش در محدوده ای از ترازهای انرژی مجاز توزیع می شوند. با توجه به اینکه الکترون ها در زمره فرمیون ها هستند آمار فرمی-دیراک بیانگر احتمال حضور آنها در انرژی  $E$  می باشد. این تابع به شکل زیر تعریف می شود [۳۴]:

$$f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (12-2)$$

که در آن  $E_F$  انرژی فرمی است. در  $T=0 K$  الکترون ها در پایین ترین حالت های انرژی ممکن قرار

دارند. در این حالت اگر  $E < E_F$  باشد، احتمال اشغال یک حالت کوانتومی ( $f_F(E)$ ) برابر یک و اگر  $E > E_F$  باشد، احتمال اشغال حالتها برابر صفر خواهد بود. بدین ترتیب در صفر کلون همه‌ی حالتها تا زیر انرژی فرمی پر هستند. در دماهای بالاتر از صفر، تراز فرمی به انرژی اطلاق می‌شود که در آن احتمال اشغال آن تراز توسط الکترونها برابر  $0/5$  است.

برای بدست آوردن تراکم الکترونها در ترازهای کوانتومی مجاز در میان زیرنوارهای محدود شده می‌توان از رابطه:

$$n_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \rho(E) f(E) dE \quad (13-2)$$

استفاده کرد که در آن  $\rho(E) (= m^* / \pi \hbar^2)$  چگالی حالتها در فضای دو بعدی و  $f(E)$  تابع توزیع فرمی-دیراک می‌باشد. در شرایط دمای پایین و نزدیک به صفر کلون (که در این حالت احتمال اشغال ترازهای انرژی بالاتر از تراز فرمی نزدیک به صفر و احتمال اشغال ترازهای پایین تر از آن نزدیک به یک می‌باشد) با تقریب خوبی می‌توان  $f(E)$  را برابر واحد در نظر گرفت.

اگر الکترونها تنها تراز اول انرژی در چاه کوانتومی را اشغال کنند (شکل ۲-۴)، موقعیت نسبی تراز فرمی و اولین تراز پایه در چاه کوانتومی ( $E_1$ ) را می‌توان با استفاده از رابطه [۲۵]:

$$E_F - E_1 = k_B T \left( \exp \left( \frac{n_{2D} \pi \hbar^2}{m^* k_B T} \right) - 1 \right) \quad (14-2)$$

بدست آورد که موقعیت آن با دما و تراکم سطحی حامل تغییر می‌کند.

## ۲-۳ اثر فوتورسانش پایدار<sup>۱</sup> (PPC)

در یک بلور واقعی تعدادی از نواقص وجود دارد که این نقص‌ها خواسته یا ناخواسته در بلور ظاهر می‌شوند. نقص ناخواسته می‌تواند به دلیل تهی جاها، قرار گرفتن اتمی در موقعیت اتم دیگر، دررفتگی‌ها و برخی از ناخالصی‌های ناخواسته بوجود آید. نواقص خواسته به طور معمول به عنوان یک نتیجه از ناخالصی‌های شیمیایی خواسته در طول فرآیند رشد بلور بوجود می‌آیند. حضور این نواقص پتانسیل تناوبی ایده‌آل اتم‌های میزبان را مختل می‌کند. بسته به محدوده این اختلال، نقص می‌تواند به عنوان تراز کم عمق یا عمیق تقسیم بندی شود. این نقص‌ها می‌توانند حالت‌های الکترونی جدید در منطقه‌هایی از نوارهای مجاز یا در داخل گاف انرژی ممنوعه معرفی کنند. نواقص بوجود آمده سپس ممکن است به عنوان ترازهای بخشنده یا پذیرنده عمل کنند [۳۵].

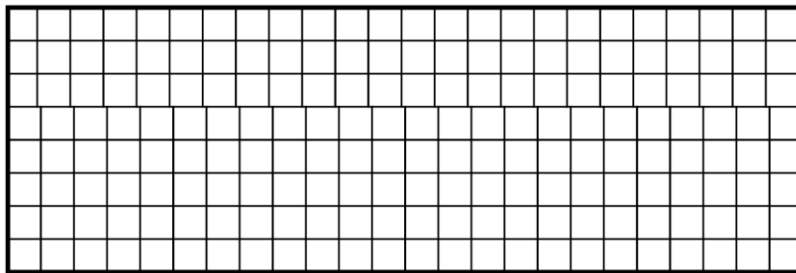
هنگامی که اتم‌های ناخالصی دهنده مانند Si جایگزین اتم‌های گروه III شوند، تابع موج الکترونی وابسته به الکترون‌های ظرفیت این اتم‌ها در دمای صفر کلوین جایگزیده بوده و موقعیت تراز آنها در نزدیکی لبه نوار رسانش تشکیل می‌شود. در این حالت الکترون اضافی Si به عنوان الکترون آزاد در نوار رسانش عمل می‌کند. حال اگر اتم‌های ناخالصی Si جایگزین اتم‌های گروه III نشود و در جای دیگری از شبکه بلوری قرار گیرد، در این صورت تابع موج جایگزیده الکترونی وابسته به این اتم‌ها در ترازهای نزدیک به وسط گاف نواری تشکیل می‌شود. در این حالت این الکترون‌ها نمی‌توانند به عنوان الکترون آزاد در نوار رسانش مشارکت نمایند. با استفاده از یک دیود نوری که انرژی نوری آن کمتر از انرژی گاف نواری است، این الکترون‌های به دام افتاده می‌توانند به نوار رسانش برانگیخته شده و در رسانش شرکت کنند. با استفاده از این روش تراکم الکترون‌های آزاد و بخشنده‌های یونیده افزایش می‌یابد. بنابراین اثر فوتورسانش پایدار به پدیده‌ای مربوط می‌شود که در آن نوردهی باعث افزایش در رسانندگی نمونه می‌شود که برای یک دوره زمانی طولانی پس از پایان تحریک نوری

<sup>۱</sup>Persistent Photoconductivity (PPC)

همچنان ادامه دارد. افزایش مداوم در غلظت حامل‌ها توسط انتقال الکترون‌های تحریک شده نوری از ناخالصی‌های تراز عمیق در لایه سد توضیح داده می‌شود [۳۶].

## ۲-۴ واهلش<sup>۱</sup>

در یک فرآیند روآراستی چنانچه ضخامت لایه روشنایی شده بالایی با ثابت شبکه‌ای  $a_L$  از یک مقدار بحرانی کوچکتر باشد، این لایه قادر است ثابت شبکه‌ای خود را با زیرلایه با ثابت شبکه  $a_S$  تطبیق داده و با آن ثابت شبکه رشد یابد. در این شرایط یک کرنش پایدار در لایه روشنایی شده حاصل می‌گردد. اما چنانچه ضخامت لایه فوقانی از حد بحرانی بیشتر شود انرژی کرنش افزایش یافته و در صورتی که از حد معینی گذر کند پیوندها در محل فصل مشترک بر اثر نیروی اعمال شده شکسته می‌شوند و به اصطلاح واهلش بوجود می‌آید. تخریب پیوندهای فصل مشترک باعث ایجاد دررفتگی‌های بلوری می‌شود. در این وضعیت در محل فصل مشترک پیوندهای آویزان ایجاد می‌شود. در شکل ۲-۸ واهلش به طور واضح نشان داده شده است.



شکل ۲-۸: واهلش در محل فصل مشترک لایه‌ها [۳۳].

ضخامت بحرانی برای اینکه دررفتگی بلوری ایجاد نشود طبق رابطه [۲۵]:

<sup>۱</sup>Relaxation

$$d_c \cong \frac{a_s}{2|\varepsilon|} \quad (15-2)$$

بدست می‌آید. در این رابطه  $a_s$  ثابت شبکه زیرلایه و  $\varepsilon$  کرنش می‌باشد. میزان کرنش از رابطه زیر محاسبه می‌شود [۲۵]:

$$\varepsilon = \frac{a_s - a_L}{a_L} \quad (16-2)$$

که در این رابطه  $a_L$  ثابت شبکه مربوط به لایه می‌باشد.

هنگامی که لایه‌ای دچار واهلش می‌شود، تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی هر دو کاهش می‌یابند و پیش بینی می‌شود که خواص ترابری گاز الکترونی به طور موثر تحت تاثیر قطبش پیزوالکتریک آن لایه قرار گیرد [۳۷].





## فصل ۳:

مبانی نظری وابسته به خواص ترابری

الکتریکی

در این فصل ابتدا در مورد ترابری حامل‌ها در مواد نیمرسانا صحبت می‌شود. سپس پراکندگی حامل‌ها به علت حضور نقایص بلوری را که به دو دسته سازوکارهای پراکندگی ذاتی و غیر ذاتی تقسیم می‌شوند بیان می‌کنیم. در ادامه ترکیب انواع سازوکارهای پراکندگی به کمک قاعده ماتیسن و پارامترهای مادی GaN ارائه می‌گردد.

### ۳-۱- ترابری حامل‌ها در مواد نیمرسانا

در یک نیمرسانا در حالت تعادل گرمایی، حامل‌های بار با سرعت بالا به صورت کترهای در تمام راستاها در حال حرکت هستند و پس از طی مسافت کوتاهی به اتم‌های شبکه و ناخالصی‌ها برخورد می‌کنند که این امر موجب می‌شود حامل‌ها مقداری از انرژی خود را از دست بدهند و مسافت کل طی شده توسط هر حامل بار در یک دوره زمانی صفر باشد. متوسط زمان بین برخوردها، زمان آزاد میانگین ( $\tau$ ) نامیده می‌شود.

هنگامی که میدان الکتریکی کوچکی ( $F$ ) بر ماده نیمرسانا اعمال می‌شود، حامل‌ها از میدان الکتریکی نیرو  $-qF$  دریافت کرده و در فاصله میان دو برخورد در امتداد میدان و در خلاف جهت شتاب می‌گیرند. بنابراین یک مولفه سرعت اضافی به حرکت گرمایی اضافه می‌شود. مولفه حرکت تولید شده بوسیله میدان الکتریکی، سرعت سوق ( $V_d$ ) نامیده می‌شود. تغییر تکانه الکترون در یک زمان آزاد میانگین، با رابطه زیر داده می‌شود:

$$m^* V_d = -qF \tau \quad (۱-۳)$$

بنابراین

$$V_d = -\frac{q\tau}{m^*} F \quad (2-3)$$

همان طور که به وضوح دیده می‌شود، بزرگی این سرعت در حد میدان‌های الکتریکی ضعیف با میدان الکتریکی متناسب است. ثابت تناسب در این رابطه را تحرک حامل بار می‌نامند. بنابراین

$$V_d = \mu F \quad (3-3)$$

با فرض

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (4-3)$$

که تحرک حامل‌ها ( $\mu$ ) با جرم موثر حامل مورد نظر و زمان میانگین بین دو برخورد متوالی در ارتباط است. کمیت  $\tau$  تابع انرژی حامل‌هاست. با فرض سازوکارهای پراکندگی مستقل که هر کدام با کمیت  $\tau$  معرفی می‌شوند می‌توان انتظار داشت که احتمال پراکندگی کل در مدت زمان  $dt$  از رابطه زیر پیروی کند:

$$dt/\tau = \sum_i dt/\tau_i \quad (5-3)$$

بنابراین:

$$P = P_1 + P_2 + \dots \Rightarrow \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots \quad (6-3)$$

حال با استفاده از این رابطه و فرمول (۴-۳) می‌توان نتیجه گرفت:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \dots \quad (7-3)$$

که این رابطه تحت عنوان قاعده ماتیسسن<sup>۱</sup> شناخته می‌شود [۲۵].

---

<sup>۱</sup>Matthiessen's rule

## ۲-۳ پراکندگی حامل‌ها

حامل‌های آزاد به علت حضور نقایص بلوری مختلف در یک بلور پراکنده می‌شوند. منظور از نقایص هرگونه انحراف از پتانسیل دوره‌ای کامل بلور می‌باشد. سازوکارهای پراکندگی حامل‌ها را می‌توان به دو گروه اصلی تقسیم بندی کرد:

الف) سازوکارهای پراکندگی ذاتی<sup>۱</sup>

ب) سازوکارهای پراکندگی غیرذاتی<sup>۲</sup>

فرآیندهای پراکندگی ذاتی با ارتعاشات شبکه اتمی ناشی از تحریک گرمایی اتم‌ها در داخل بلور مرتبط می‌باشند در حالی که سازوکارهای پراکندگی غیرذاتی به دررفتگی‌ها و ناخالصی‌ها نسبت داده می‌شود. در ادامه به اختصار درباره سازوکارهای پراکندگی در ترابری حامل‌ها توضیح داده می‌شود.

## ۳-۳ سازوکارهای پراکندگی ذاتی

### ۱-۳-۳ پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیکی

ارتعاشات شبکه اتمی وابسته به فونون‌های آکوستیکی طولی، نوارهای رسانش و ظرفیت را تحت تاثیر قرار داده و پتانسیل تناوبی بلور را مختل می‌کند. این پتانسیل که پتانسیل تغییر شکل شبکه نامیده می‌شود باعث پراکندگی حامل‌ها می‌شود. مقدار تحرک گاز الکترون دو بعدی محدود شده بر اثر این سازوکار پراکندگی به صورت زیر با دما تغییر می‌کند [۳۸]:

$$\mu_{dp}(T) = \frac{e\hbar^3 \rho u_l^2 L}{m^{*2} E_d^2 k_B T} \quad (۸-۳)$$

<sup>۱</sup>Intrinsic scattering mechanisms

<sup>۲</sup>Extrinsic scattering mechanisms

که در آن  $\rho$  چگالی بلور،  $u_l$  سرعت فونون آکوستیک طولی،  $m^*$  جرم موثر الکترون،  $E_d$  پتانسیل تغییر شکل و  $L$  عرض چاه کوانتومی می‌باشد که از معادله (۲-۶) پیروی می‌کند.

### ۲-۳-۳ پراکندگی پیزوالکتریک

در بیشتر نیمرساناهای ترکیبی با دو اتم با الکترونگاتیوی مختلف، ارتعاشات صوتی تولید یک میدان الکتریکی داخلی می‌کند [۳۵]. این میدان الکتریکی باعث بوجود آمدن اختلال در پتانسیل دوره‌ای بلور می‌شود. پراکندگی حامل‌ها از این میدان‌های الکتریکی را پراکندگی پیزوالکتریک می‌نامند. در مواد قطبی و در دماهای کمتر از دمای اتاق، قوی‌ترین برهمکنش با فونون‌های آکوستیکی از طریق اثر پیزوالکتریک صورت می‌گیرد. تحرک محدود شده توسط این نوع سازوکار پراکندگی در سیستم‌های گاز الکترون دو بعدی توسط [۳۹]:

$$\mu_{pe}(T) = \frac{\pi k_F E_d^2}{Le^2 h_{14}^2} \left[ \frac{9}{32} + \frac{13}{32} \left( \frac{u_l}{u_t} \right)^2 \frac{I_A(\gamma_t)}{I_A(\gamma_l)} \right]^{-1} \mu_{dp}(T) \quad (۹-۳)$$

داده می‌شود که در آن  $h_{14}$  ثابت پیزوالکتریک،  $u_t$  سرعت فونون آکوستیک عرضی،  $k_F (= (2\pi n_s)^{1/2})$  بردار موج سطح فرمی است و مقادیر  $I_A(\gamma_l)$  و  $I_A(\gamma_t)$  از روابط زیر حاصل می‌شوند:

$$I_A(\gamma_t) = \left[ \left( \frac{4\gamma_t}{3\pi} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \quad (۱۰-۳)$$

$$I_A(\gamma_l) = \left[ \left( \frac{4\gamma_l}{3\pi} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \quad (۱۱-۳)$$

به طوری که

$$\gamma_t = \frac{2\hbar u_l k_F}{k_B T} \quad (۱۲-۳)$$

$$\gamma_l = \frac{2\hbar u_l k_F}{k_B T} \quad (13-3)$$

### ۳-۳-۳ پراکندگی فونون‌های قطبی - نوری

پراکندگی حامل‌های بار از فونون‌های قطبی-نوری از میدان الکتریکی حاصل از قطبش یون‌ها در سلول واحد بلور ناشی می‌شود. این قطبش اساساً توسط مولفه طولی فونون‌های اپتیکی ایجاد می‌شود. در نیمرساناهای یونی در دماهای بالا، تحرک حامل‌ها توسط این سازوکار پراکندگی محدود می‌شود. تحرک محدود شده به وسیله فونون‌های قطبی-نوری به صورت [۴۰]:

$$\mu_{pop}(T) = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_p\hbar^2}{e\omega m^*L} [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1] \quad (14-3)$$

ارائه می‌شود که

$$\frac{1}{\epsilon_p} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \quad (15-3)$$

در اینجا،  $\hbar\omega$  انرژی فونون‌های قطبی-نوری،  $\epsilon_\infty$  و  $\epsilon_s$  به ترتیب ثابت دی‌الکتریک بلور در فرکانس‌های بالا و پایین می‌باشند (بخش ۳-۶).

### ۳-۴ سازوکارهای پراکندگی غیرذاتی

#### ۳-۴-۱ پراکندگی ناخالصی‌های یونیده بخشنده‌های از راه دور

این سازوکار پراکندگی ناشی از تاثیر ناخالصی‌های بخشنده یونیده در لایه سد بر حرکت الکترون‌ها در لایه چاه می‌باشد. این سازوکار عمدتاً در دماهای پایین که چگالی فونون‌ها کم است بر تحرک گاز الکترون دو بعدی تاثیر می‌گذارد. به دلیل کاهش انرژی گرمایی میانگین حامل‌ها ( $\approx k_B T$ )، برهم‌کنش کولنی حامل‌های آزاد با ناخالصی‌های یونیده موثرتر می‌شود [۳۵]. مقدار

تحرك محدود شده با این سازوکار به کمک فرمول زیر قابل پیش‌بینی است [۳۲]:

$$\mu_{remote} = \frac{64\pi\hbar^3 k_F^3 \epsilon_0^2 \epsilon_S^2 S_0^2}{e^3 m^{*2} N_d} \left( \frac{1}{L_0^2} - \frac{1}{(LM_0)^2} \right)^{-1} \quad (۱۶-۳)$$

که در آن چگالی ناخالصی‌های بخشنده در لایه سد و  $S_0$  تابع پوشش (ضریب وابسته به اثر استتار حامل‌ها) تابعی از تراکم حامل سطحی ( $n_s$ ) و دمای شبکه ( $T_L$ ) است که در حالت ناتبهن‌توسط [۴۱]:

$$S_0 = \frac{e^2 n_s}{2\epsilon_0 \epsilon_S k_B T_L} \quad (۱۷-۳)$$

و در حالت تبهن‌توسط به صورت [۴۲]:

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon_0 \epsilon_S \hbar^2} \quad (۱۸-۳)$$

ارائه می‌شود. از آنجا که پراکندگی ناخالصی‌ها معمولاً در دماهای پایین غالب است، وضعیت حالت تبهن‌توسط باید برای  $k_0$  استفاده شود. سایر کمیت‌های معرفی شده در این معادلات به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$L_0 = d_0 + \frac{L}{2} \quad (۱۹-۳)$$

$$LM_0 = L_0 + d_1 \quad (۲۰-۳)$$

در اینجا،  $d_0$  عرض لایه جداکننده و  $d_1$  ( $\approx n_s/N_d$ ) عرض لایه تهی می‌باشد.

### ۳-۴-۲ پراکندگی ناخالصی‌های یونیده بارهای فصل مشترک

این سازوکار پراکندگی ناشی از برهم کنش الکترون‌ها با ناخالصی‌های یونیده در فصل مشترک ساختار ناهمگون است و غالباً در دماهای پایین بر تحرك حامل‌ها تاثیر می‌گذارد. تحرك محدود شده



بر اثر این سازوکار به صورت زیر توصیف می‌شود [۴۱]:

$$\mu_{BI} = \frac{4\pi\epsilon_0^2\epsilon_s^2\hbar^3k_F^3}{e^3m^*N_{BI}I_B} \quad (۲۱-۳)$$

که  $N_{BI}$  چگالی ناخالصی‌ها در چاه پتانسیل پیوندگاه ناهمگون است که مقدار این کمیت در ساختارهای ناهمگون AlGaIn/GaN از مرتبه  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  گزارش شده است [۴۳] و  $I_B$  برابر است با:

$$I_B = \int_0^\pi \frac{\sin(\varphi)}{\left[2\sin(\varphi) + \frac{S_0}{k_F}\right]^2} d\varphi \quad (۲۲-۳)$$

### ۳-۴-۳ پراکندگی از دررفتگی‌ها

به دلیل عدم تطابق شبکه‌ای زیرلایه و لایه‌ها و ضرایب انبساط حرارتی متفاوت، شبکه بلوری از حالت منظم خود خارج شده و ناراستی‌های بلند برد که غالباً به دررفتگی‌ها موسوم‌اند تشکیل می‌شوند. این ناراستی‌ها خود می‌توانند سبب پراکندگی حامل‌ها از مسیرشان شده و یا باعث تله اندازی آنها شوند. تحرک محدود شده بر اثر این سازوکار که در دماهای پایین غالب است با رابطه زیر داده می‌شود [۳۱ و ۴۴]:

$$\mu_{dis} = \frac{4\pi\epsilon_0^2\epsilon_s^2\hbar^3k_F^4c^2}{e^3m^*N_{dis}I_t} \quad (۲۳-۳)$$

در اینجا،  $N_{dis}$  چگالی دررفتگی‌ها در واحد سطح است که مقدار این کمیت در ساختارهای ناهمگون AlGaIn/GaN در گستره  $10^8 - 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  گزارش شده است [۱۸] و  $c$  ثابت شبکه بلور در لایه چاه کوانتومی می‌باشد که این کمیت در مواد آلیاژی از قانون وگارد به صورت:

$$c_{Al_xGa_{1-x}N} = xc_{AlN} + (1-x)c_{GaN} \quad (۲۴-۳)$$

پیروی می‌کند.  $I_t$  در این رابطه از محاسبه عبارت:

$$I_t = \frac{1}{2} \xi^2 \int_0^1 \frac{1}{(1 + \xi^2 u^2) \sqrt{1 - u^2}} du \quad (25-3)$$

حاصل می‌شود. در اینجا  $\xi (= 2k_F / q_{TF})$  کمیتی بدون بعد بوده که در آن  $q_{TF} (= 2/a_B)$  بردار موج توماس-فرمی 2D و  $a_B (= \epsilon_s \epsilon_0 h^2 / \pi e^2 m^*)$  شعاع بوهر موثر می‌باشد.

### ۵-۳ ترکیب انواع سازوکارهای پراکندگی

اکنون با توجه با شناخت سازوکارهای محدود کننده‌ی تحرک به طور جداگانه، می‌توان اثر کلی این عوامل در حامل‌ها را با توجه به قاعده ماتیسین (رابطه ۳-۷) پیدا کرد:

$$\frac{1}{\mu_{tot}(T)} = \frac{1}{\mu_{dp}(T)} + \frac{1}{\mu_{pe}(T)} + \frac{1}{\mu_{pop}(T)} + \frac{1}{\mu_{remote}} + \frac{1}{\mu_{BI}} + \frac{1}{\mu_{dis}} \quad (26-3)$$

که سمت چپ این عبارت نشان دهنده‌ی پراکندگی کل و جملات سمت راست به ترتیب مربوط به سهم پراکندگی‌های حاصل از پتانسیل تغییر شکل آکوستیکی، پیزوالکتریک، فونون‌های قطبی-نوری، ناخالصی‌های یونیده بخشنده‌های از راه دور در لایه سد، ناخالصی‌های یونیده بارهای فصل مشترک و دررفتگی‌ها می‌باشد.

### ۶-۳ پارامترهای ماده‌ی GaN<sup>۱</sup>

چنانچه در بخش‌های قبلی این فصل دریافتیم، بزرگی تحرک پذیری وابسته به هر یک از انواع سازوکارهای پراکندگی حامل‌ها تابع پارامترهای مادی لایه مورد نظر می‌باشد. جدول ۳-۱ مقادیر این کمیت‌ها را نشان می‌دهد.

<sup>۱</sup>Material Parameters

جدول ۳-۱: مقادیر پارامترهای مادی GaN مورد استفاده در روابط پراکندگی‌ها.

$\rho=6/15 \times 10^3 \text{ (kg/m}^3\text{) [45]}$	چگالی بلور
$u_l=6/56 \times 10^3 \text{ (m/s) [45]}$	سرعت فونون آکوستیک طولی
$u_t=2/68 \times 10^3 \text{ (m/s) [45]}$	سرعت فونون آکوستیک عرضی
$h_{14}=4/28 \times 10^9 \text{ (V/m) [46]}$	ثابت پیزوالکتریک
$E_d=12 \text{ (eV) [45]}$	انرژی پتانسیل تغییر شکل
$\hbar\omega=95 \text{ (meV) [45]}$	انرژی فونون قطبی-نوری
$\epsilon_\infty=5/35 \text{ [47]}$	ثابت دی الکتریک فرکانس بالا
$\epsilon_s=8/9 \text{ [47]}$	ثابت دی الکتریک استاتیک
$m^*/m_0=0/2 \text{ [48]}$	جرم موثر
$a_B=23/1 \text{ (\AA) [48]}$	شعاع بوهر موثر
$c=5/185 \text{ (\AA) [48]}$	ثابت شبکه در جهت (۰۰۰۱)

## **فصل ۴:**

**بررسی نظری داده‌های تجربی**

## مقدمه

هدف ما در این فصل بررسی نظری خواص ترابری الکتریکی و الکترونیکی گاز الکترون دو بعدی در ساختارهای ناهمگون مختلف در مواد نیمرسانای نیتروژن دار است. نمونه‌های مورد نظر ما با روش‌ها و شرایط مختلف رشد داده شده‌اند. در بخش ۱-۴ خواص ترابری و ترازهای انرژی را در ساختارهای ناهمگون  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  مورد بررسی قرار می‌دهیم. در بخش ۲-۴ به تاثیر زیرلایه (SiC و Sapphire) بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و خواص الکترونیکی در چاه کوانتومی ساختارهای ناهمگون  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  پرداخته می‌شود. در بخش ۳-۴ تاثیر نوع لایه سد بر ترازهای انرژی چاه کوانتومی مثلثی در محل فصل مشترک در ساختارهای ناهمگون  $AlGaN/AlN/GaN$  و  $AlInN/AlN/GaN$  را تجزیه و تحلیل می‌کنیم. در بخش ۴-۴ تاثیر ضخامت لایه سد (۱۰۰-۲۵ nm) بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و ترازهای انرژی در ساختارهای ناهمگون  $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$  مورد بحث قرار می‌گیرد. در بخش ۵-۴ تاثیر لایه جداکننده بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و خواص الکترونیکی در چاه کوانتومی ساختارهای ناهمگون  $Al_{0.83}In_{0.17}N/GaN$  را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. در بخش ۶-۴ به بررسی وابستگی تحرک پذیری الکترونی به تراکم گاز الکترون دو بعدی تحت تاثیر پدیده فوتورسانش پایدار (PPC) در ساختار ناهمگون  $Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$  ( $x=0/15$  و  $0/25$ ) در دمای  $T=1.6$  K پرداخته می‌شود. بررسی ما در این فصل مبتنی بر تجزیه و تحلیل داده‌های تجربی وابسته به تراکم و تحرک الکترونی گزارش شده و شناخت عوامل موثر بر این کمیت‌هاست.

## ۱-۴ بررسی خواص ترابری و ترازهای انرژی در ساختارهای ناهمگون $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

در این بخش به بررسی خواص ترابری و الکترونیکی حامل‌ها در سه دسته از نمونه‌های مرتبط با ساختار  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  که توسط سه گروه پژوهشی گزارش شده‌اند پرداخته‌ایم. تفاوت عمده در این نمونه‌ها عمدتاً به شیوه لایه نشانی و آرایش لایه‌ها وابسته است.

### ۱-۱-۴ بررسی نقش کسر مولی آلومینیوم در لایه $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (۳۰٪، ۱۵ و ۱۰٪) در تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و ترازهای انرژی در چاه کوانتومی در ساختارهای ناهمگون $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

شکل ۱-۴ طرح ساده‌ای از لایه‌های متوالی در نمونه‌های گزارش شده توسط وب و همکاران [۴۹] را نشان می‌دهد. این نمونه‌ها به روش MBE بر روی زیرلایه‌ی سفایر (۰۰۰۱) رشد داده شده‌اند. مطابق شکل ابتدا یک لایه بسیار نازک  $\text{AlN}$  به ضخامت  $300 \text{ \AA}$  تحت شار  $40 \text{ sccm}$  گاز آرگون و  $15 \text{ sccm}$  آمونیاک در دمای  $880^\circ \text{C}$  توسط MSE<sup>۱</sup> انباشته شده است. سپس یک لایه  $\text{GaN}$  آرایش شده با کربن به ضخامت  $2 \text{ \mu m}$  در دمای  $910^\circ \text{C}$  با استفاده از  $50 \text{ sccm}$  آمونیاک و  $200 \text{ eV}$  انرژی یونی با شار گاز متان  $10 \text{ sccm}$  رشد داده شده و توسط  $\text{GaN}$  آرایش نشده به ضخامت  $2000 \text{ \AA}$  در همان شرایط اما بدون کربن دنبال شده است. بعد از آن، یک لایه سد  $\text{AlGaIn}$  آرایش نشده به ضخامت  $130 \text{ \AA}$  در دما و میزان جریان آمونیاک یکسان رشد داده شده است. مقادیر گزارش شده تراکم گاز الکترون دو بعدی در این نمونه‌ها در دمای  $77 \text{ K}$  به ترتیب  $4/6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  برای نمونه S1 با  $x_{\text{Al}}=10\%$ ،  $7/3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  برای نمونه S2 با  $x_{\text{Al}}=15\%$  و  $1/8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  برای نمونه S3 با  $x_{\text{Al}}=30\%$  می‌باشد. این تغییرات در تراکم الکترونی در این نمونه‌ها می‌تواند ناشی از ایجاد ناکاملی‌های بلوری در لایه سد و افزایش آن با اضافه شدن مقدار  $\text{Al}$  در ترکیب  $\text{AlGaIn}$  در لایه سد باشد.

<sup>۱</sup>Magnetron Sputter Epitaxy

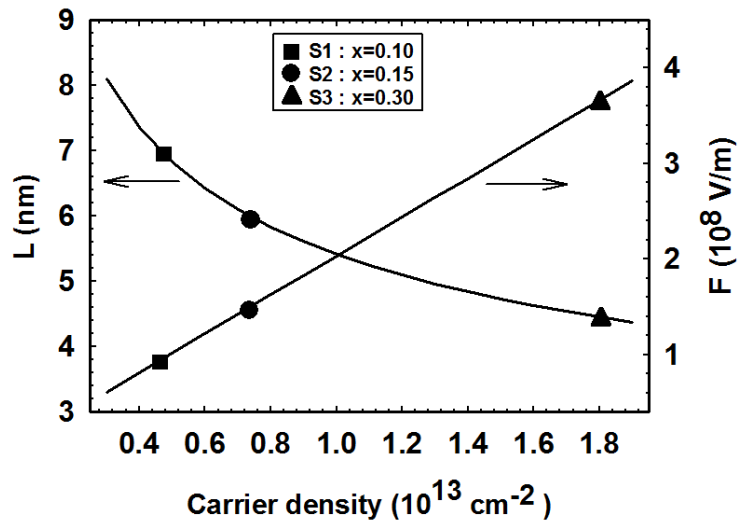
130 Å undoped AlGaN (Barrier)
2000 Å GaN (Channel)
2 μm C-doped GaN
300 Å AlN
Sapphire substrate

شکل ۴-۱: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های وب و همکاران با مقادیر کسر مولی آلومینیوم متفاوت [۴۹].

### الف: مطالعه خواص الکترونیکی چاه کوانتومی در نمونه‌ها

با توجه به معلوم بودن تراکم گاز الکترون دو بعدی در این نمونه‌ها اکنون به تعیین بزرگی میدان الکتریکی داخلی در چاه، عرض چاه کوانتومی، موقعیت ترازهای انرژی و نیز تراز فرمی در داخل چاه کوانتومی آنها می‌پردازیم.

بزرگی میدان الکتریکی و نیز عرض چاه کوانتومی متناسب به اولین تراز انرژی به ترتیب از روابط (۲-۵) و (۲-۶) حاصل می‌آیند. این روابط حاکی از آن است که بزرگی میدان الکتریکی داخلی با  $n_s$  رابطه مستقیم و با عرض چاه به صورت  $n_s^{-1/3}$  رابطه دارد. مقادیر مربوط به بزرگی میدان الکتریکی در این نمونه‌ها (نمونه‌های S1، S2 و S3) به ترتیب  $9/36 \times 10^7$ ،  $1/49 \times 10^8$  و  $3/66 \times 10^8$  V/m و عرض چاه‌ها به ترتیب ۶/۹، ۵/۹ و ۴/۴ nm بدست می‌آید. نتایج بدست آمده از این محاسبات در شکل ۲-۴ نشان داده شده است. نحوه تغییرات این متغیرها با توجه به اینکه افزایش هر چه بیشتر تراکم الکترونی درون چاه به میدان الکتریکی داخلی بزرگتری منجر می‌گردد و به سبب خمش بیشتر در نوار رسانش به کاهش عرض لایه چاه (شکل ۲-۴) می‌انجامد.



شکل ۴-۲: تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی در نمونه‌های مورد مطالعه.

به منظور اطلاع از نحوه توزیع حامل‌های الکترونی در میان زیرنوارهای مجاز در این نمونه‌ها، می‌توان بیشینه تراکم الکترون‌های مجاز را در اولین زیرنوار طبق معادله (۲-۱۳) بدست آورد. این مقدار در این نمونه‌ها در دمای صفر کلوین در بازه ترازهای  $E_1$  تا  $E_2$  به ترتیب برابر  $1.42 \times 10^{13}$ ،  $1.93 \times 10^{12}$  و  $3.53 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  بدست می‌آید. بدین ترتیب مقایسه بین مقادیر بیشینه تراکم الکترونی دسترس پذیر در اولین زیر-نوار و تراکم الکترونی اندازه گیری شده در این نمونه‌ها (به ترتیب  $4.6 \times 10^{12}$ ،  $7.3 \times 10^{12}$  و  $1.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) نشان می‌دهد که تمامی تراکم گاز الکترون 2D شکل گرفته در این نمونه‌ها در تراز پایه خود قرار دارند.

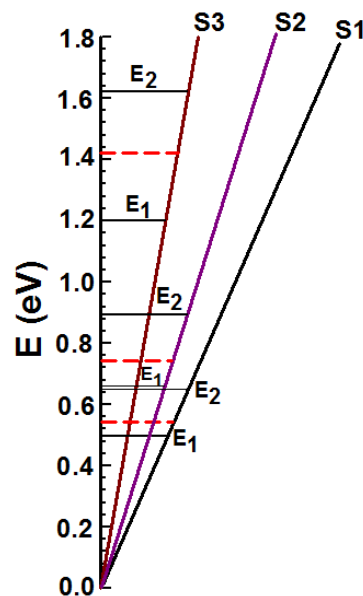
به منظور تعیین موقعیت ترازهای انرژی در داخل چاه و همچنین حد فاصل بین انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده می‌توان به ترتیب از معادلات (۲-۴) و (۲-۱۴) سود جست.

نتیجه این محاسبات در جدول ۴-۱ آمده است. همچنین به منظور سهولت بیشتر، طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و موقعیت تراز انرژی فرمی در شکل ۴-۳ نشان داده شده است. این نتایج به خوبی با انتظار مکانیک کوانتومی مربوط به پدیده ذره در جعبه به ابعاد  $L$  و موقعیت تراز فرمی در صفر کلوین مطابقت دارد.



جدول ۴-۱: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$  در داخل چاه، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۷۷ K در نمونه‌های مورد بررسی [۴۹].

نمونه	$n_s$ (cm <sup>-2</sup> )	$E_1$ (eV)	$E_2$ (eV)	$E_f - E_1$ (meV)	L(nm)
S1: x=0.10	$4/6 \times 10^{12}$	۰/۴۹	۰/۶۵	۵۵/۲	۶/۹
S2: x=0.15	$7/3 \times 10^{12}$	۰/۶۶	۰/۸۹	۸۷/۷	۵/۹
S3: x=0.30	$1/8 \times 10^{13}$	۱/۲۰	۱/۶۳	۲۱۶/۱	۴/۴

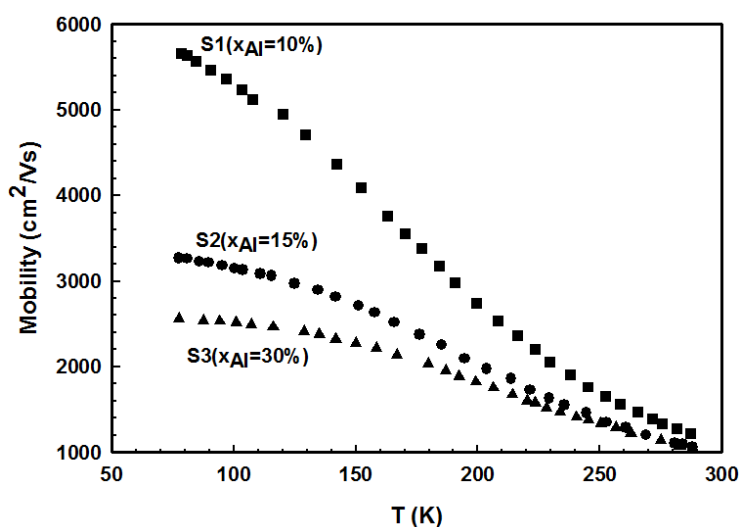


شکل ۴-۳: موقعیت نسبی تراز انرژی فرمی  $E_f$  (خطوط خط چین) و همچنین ترازهای  $E_1$  و  $E_2$  از ته چاه کوانتومی مثلی در نمونه‌های مورد مطالعه.

از نتایج بدست آمده همچنین پیش بینی می‌شود که با کاهش عرض چاه کوانتومی، تاثیر پراکندگی وابسته به ناهمواری‌های سطح مشترک و ناخالصی‌ها افزایش یافته و به کاهش تحرک گاز الکترون دو بعدی در چاه کوانتومی بیانجامد. این پیش بینی با نتایج حاصل از داده‌های تجربی (شکل ۴-۴) که در ادامه بدان پرداخته‌ایم در توافق است.

## ب: مطالعه تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌ها

شکل ۴-۴ داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی را در سه نمونه رشد یافته در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  نشان می‌دهد.



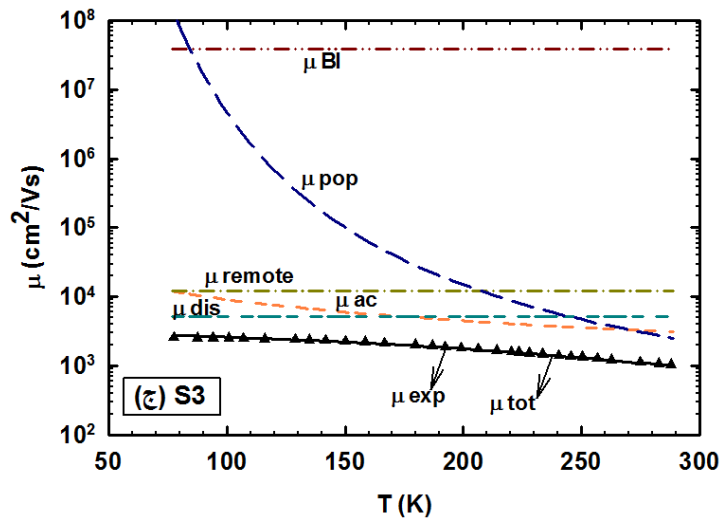
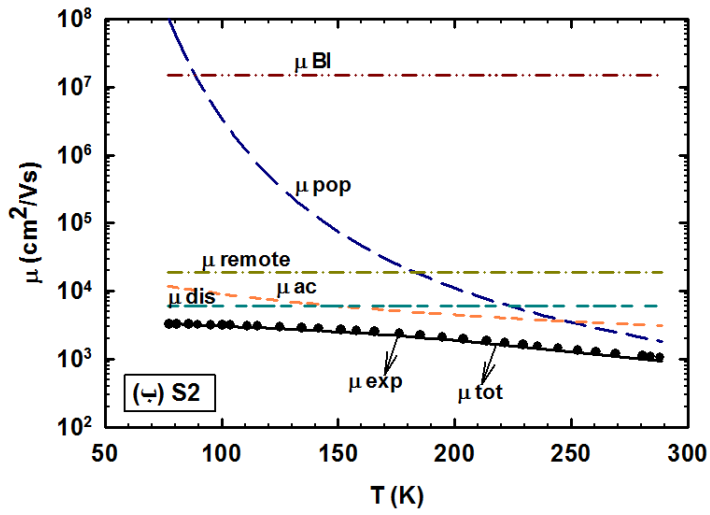
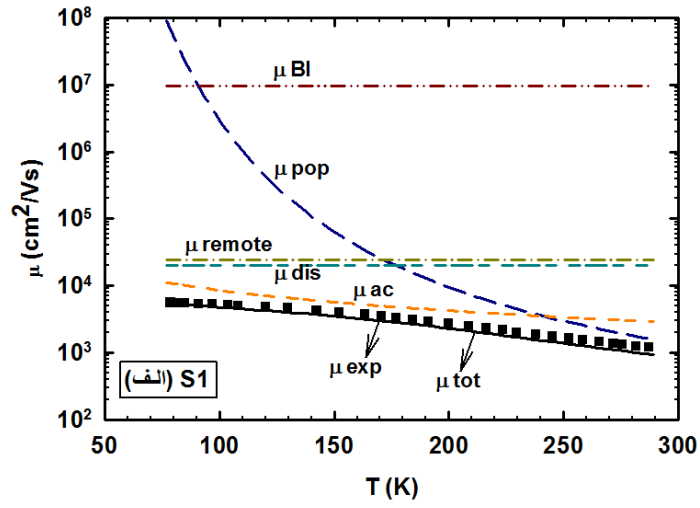
شکل ۴-۴: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی [۴۹].

همان طور که پیداست، مقادیر تحرک الکترونی دمایی اتاق برای همه نمونه‌ها نزدیک به هم و در حدود  $1100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  است اما در دمای  $77 \text{ K}$  با افزایش مقدار آلومینیوم در لایه  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  تحرک الکترونی کاهش یافته است. این رفتار نشان می‌دهد که تحرک الکترونی عمدتاً توسط پراکندگی فونون‌ها در دمای اتاق و پراکندگی از ناخالصی‌ها و در رفتگی‌ها در دماهای پایین کنترل می‌شود [۴۹]. هدف ما در این بحث تحلیل کمی داده‌های تجربی و تفسیر دقیقتری از رفتارهای بیان شده است. چنانچه در فصل سوم بیان شد، تحرک حامل‌ها متأثر از عوامل گوناگون پراکندگی (ذاتی و غیر ذاتی) است. ما در محاسبات خود به منظور تحلیل این داده‌ها و شناخت میزان تاثیر هر کدام از عوامل پراکندگی‌ها در رفتار کلی آن‌ها از قاعده ماتیسسن (معادله ۳-۲۶) به صورت زیر

$$\frac{1}{\mu_{\text{tot}}} = \frac{1}{\mu_{\text{pop}}} + \frac{1}{\mu_{\text{ac}}} + \frac{1}{\mu_{\text{dis}}} + \frac{1}{\mu_{\text{remote}}} + \frac{1}{\mu_{\text{BI}}} \quad (1-4)$$

استفاده کرده‌ایم. در این معادله  $\mu_{pop}$  پراکندگی فونون‌های اپتیکی (معادله ۳-۱۴)،  $\mu_{ac}$  پراکندگی کلی وابسته به فونون‌های آکوستیکی (پتانسیل تغییر شکل  $(\mu_{dp})$  و پیزوالکتریک  $(\mu_{pe})$ )، ترکیب معادلات ۳-۸ و ۳-۹،  $\mu_{dis}$  پراکندگی دررفتگی‌ها (معادله ۳-۲۳)،  $\mu_{remote}$  پراکندگی ناخالصی‌های یونیده دهنده‌های از راه دور (معادله ۳-۱۶) و  $\mu_{BI}$  پراکندگی ناخالصی‌های یونیده بارهای فصل مشترک (معادله ۳-۲۱) است. برای یافتن اثر پراکندگی دررفتگی‌ها از کمیت چگالی دررفتگی‌ها در واحد سطح ( $N_{dis}$ ) به عنوان پارامتر برازشی استفاده کرده‌ایم. پارامترهای به کار گرفته شده در این محاسبات همان پارامترهای مادی مربوط به GaN هستند که در جدول ۳-۱ آمده است.

شکل ۴-۵ نتیجه‌ی جزییات محاسبات را که شامل اثر هر کدام از سازوکارهای پراکندگی به طور جداگانه و نیز اثر کلی آنها ( $\mu_{tot}$ ) است نشان می‌دهد. همان طور که از شکل ۴-۵-الف برای نمونه S1 می‌توان دریافت، در محدوده دمایی مورد مطالعه (۳۰۰K-۷۷) تحرک الکترون‌ها در دماهای بالاتر از ۱۷۰ K توسط پراکندگی فونون‌های قطبی-نوری و آکوستیکی و در دماهای پایین‌تر توسط پراکندگی فونون‌های آکوستیکی به همراه پراکندگی دررفتگی‌ها و ناخالصی‌های بخشنده‌های از راه دور کنترل می‌شود. در نمونه S2 با توجه به نتایج شکل ۴-۵-ب دیده می‌شود که در محدوده دمای بالا ( $T > 230K$ ) تحرک حامل‌ها توسط سازوکار پراکندگی فونون‌ها به همراه سهمی از پراکندگی دررفتگی و در دماهای پایین‌تر به مرور پراکندگی دررفتگی‌ها غالب می‌شود. سرانجام با توجه به نتایج حاصل از شکل ۴-۵-ج مربوط به نمونه S3 می‌توان دریافت که به جز در نزدیکی دمای اتاق، در گستره وسیعی از بازه دمایی پایین‌تر پراکندگی دررفتگی‌ها نقش اصلی را در کنترل تحرک الکترونی به عهده دارد. این نتایج بیانگر آن است که تراکم دررفتگی‌ها عامل مهمی در محدودیت و کاهش تحرک گاز الکترون دو بعدی محسوب می‌شود.



شکل ۴-۵: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های مورد بررسی.

مقادیر کمیت برازشی بدست آمده برای این نمونه‌های مورد بررسی در جدول ۴-۲ آمده است. از مقایسه پارامتر برازشی  $N_{dis}$  در جدول ۴-۲ می‌توان دریافت که در مقایسه با نمونه S1، در دو نمونه دیگر با زیاد شدن کسر مولی آلومینیوم، تراکم دررفتگی‌ها به ترتیب ۶ و ۲۵ برابر افزایش یافته است. این بزرگی می‌تواند به دلیل تاثیر نقایص بلوری در فصل مشترک سد و چاه کوانتومی باشد که منشا تغییرات مشاهده شده در تحرک الکترونی در نمونه‌های مورد بررسی می‌باشد. مقدار کمیت  $N_{dis}$  در ساختارهای ناهمگون AlGaIn/GaN در گستره  $10^8 - 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  گزارش شده است [۱۸].

جدول ۴-۲: مقادیر پارامتر برازشی محاسبه شده در نمونه های مورد مطالعه.

نمونه	$N_{dis}(\text{cm}^{-2})$
<b>S1: x=0.10</b>	$1/0 \times 10^9$
<b>S2: x=0.15</b>	$6/0 \times 10^9$
<b>S3: x=0.30</b>	$2/5 \times 10^{10}$

#### ۴-۱-۲ بررسی خواص ترابری و الکترونیکی در ساختار $\text{GaIn}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$

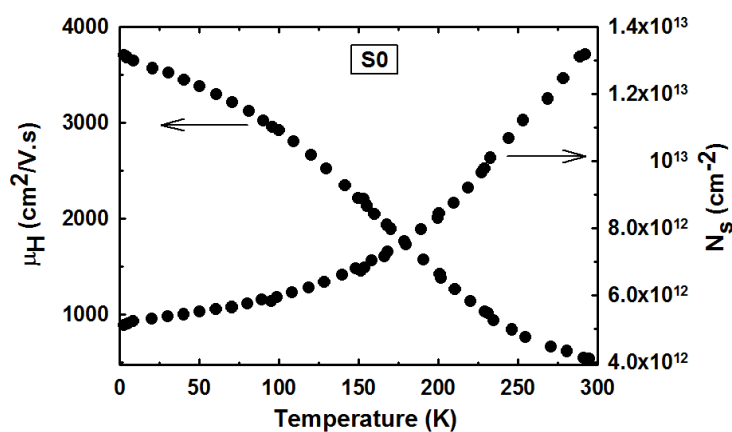
برای بررسی خواص ترابری و الکترونیکی در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaIn}$  از داده‌های تجربی گزارش شده توسط کانترراس و همکاران [۵۰] استفاده می‌کنیم. نمونه مورد نظر به روش MOCVD دمای پایین بر روی زیر لایه سفایر رشد داده شده است. در این لایه نشانی ابتدا یک لایه  $\text{AlIn}$  نازک بر روی زیر لایه سفایر لایه نشانی شده و سپس یک لایه واسط  $\text{GaIn}$  به ضخامت  $1 \mu\text{m}$  رسوب گذاری شده است. آنگاه لایه  $\text{GaIn}$  نوع-n به ضخامت  $500 \text{ \AA}$  و پس از آن به منظور کاهش اثر پراکندگی ناشی از ناخالصی‌های یونیده شده در لایه سد بر الکترون‌های آزاد در داخل چاه از لایه‌ای آلایش نشده از  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$  به عنوان جداکننده (spacer) به ضخامت  $30 \text{ \AA}$  در مجاورت چاه استفاده شده است. این لایه نشانی‌ها با رشد لایه سد  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$  آلائیده با Si با تراکم حدود  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (رسانندگی نوع-n) به ضخامت  $300 \text{ \AA}$  به اتمام می‌رسد. شکل ۴-۶ ساختار لایه

نشانی این لایه‌ها را نشان می‌دهد.

300 Å n-type Al <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> N (Barrier):Si
30 Å Al <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> N Spacer layer
500 Å n-type GaN layer
1 μm GaN Buffer layer
AlN thin layer
Sapphire substrate

شکل ۴-۶: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه کانتراس و همکاران [۵۰].

شکل ۴-۷ داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی را در ساختار ناهمگون GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N (x=۰/۱۵) در گستره دمایی ۳-۳۰۰ K نشان می‌دهد. مقدار تراکم گاز الکترون دو بعدی در این نمونه در دمای ۳ K برابر  $۴/۷ \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  اندازه‌گیری شده است.



شکل ۴-۷: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه مورد بررسی در بازه دمایی ۳-۳۰۰ K [۵۰].

همان طور که از داده‌های تجربی پیداست، چگالی حامل‌ها در دماهای پایین با شیب آرامی تغییر می‌کند اما با افزایش دما، شیب افزایشی سریعی را دنبال می‌کند. این رفتار را می‌توان به رسانش از طریق لایه آلاینده سد  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$  علاوه بر رسانش گاز الکترون دو بعدی در محل فصل مشترک لایه‌های  $\text{GaN}/\text{GaAlN}$  نسبت داد. از سوی دیگر، تحرک هال با کاهش دما افزایش یافته و به بیشینه مقدار  $3700 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  در دمای  $3 \text{ K}$  رسیده است.

### الف: مطالعه خواص الکترونیکی چاه کوانتومی در نمونه مورد بررسی

در این قسمت به تعیین بزرگی میدان الکتریکی داخلی، عرض چاه کوانتومی، موقعیت ترازهای انرژی و نیز تراز فرمی در چاه می‌پردازیم.

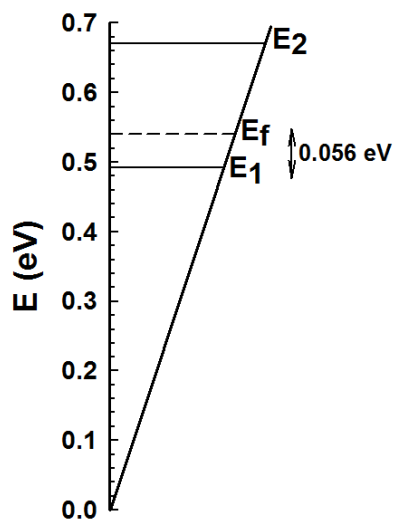
ابتدا به محاسبه میدان الکتریکی طبق معادله (۲-۵) می‌پردازیم. مقدار مربوط به بزرگی میدان الکتریکی داخلی در این نمونه  $9/56 \times 10^7 \text{ V/m}$  بدست می‌آید.

برای اطلاع از نحوه توزیع حامل‌های الکترونی در میان زیرنوارهای مجاز در این نمونه، می‌توان بیشینه تراکم الکترون‌های مجاز را در اولین زیرنوار طبق معادله (۲-۱۳) بدست آورد. این مقدار در این نمونه به ازای تراکم گاز الکترونی گزارش شده در حدود  $1/44 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  در دمای  $3 \text{ K}$  بدست می‌آید. بدین ترتیب مقایسه مقادیر بین بیشینه تراکم الکترونی دسترس پذیر در اولین زیر-نوار و تراکم الکترونی اندازه گیری شده در این نمونه نشان می‌دهد که تمامی تراکم گاز الکترون 2D شکل گرفته در این نمونه در تراز پایه خود قرار دارد.

به منظور تعیین موقعیت ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی، عرض چاه و حد فاصل بین انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده می‌توان به ترتیب از معادلات (۲-۴)، (۲-۶) و (۲-۱۴) استفاده کرد. این محاسبات در جدول ۳-۴ آمده است. همچنین به منظور سهولت بیشتر، طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و موقعیت تراز انرژی فرمی در شکل ۴-۸ نشان داده شده است.

جدول ۳-۴: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$ ، اختلاف تراز فرمی با نخستین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۳ K در نمونه مورد مطالعه [۵۰].

$n_s$ (cm <sup>-2</sup> )	$E_1$ (eV)	$E_2$ (eV)	$E_f - E_1$ (meV)	L (nm)
$4/7 \times 10^{12}$	۰/۴۹	۰/۶۷	۵۶/۴۴	۶/۸



شکل ۳-۸: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه مورد نظر.

### ب: مطالعه تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی در نمونه مورد بررسی

شکل ۳-۹ پیش بینی نظری مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی را در نمونه مورد مطالعه با در نظر گرفتن تاثیر پراکندگی‌های مختلف طبق قاعده ماتیسن (معادله ۳-۲۶) نشان می‌دهد. در این محاسبات کمیت تراکم دررفتگی‌ها به عنوان پارامتر برازشی در نظر گرفته شده است. نتایج تحلیل ما نشان می‌دهد:

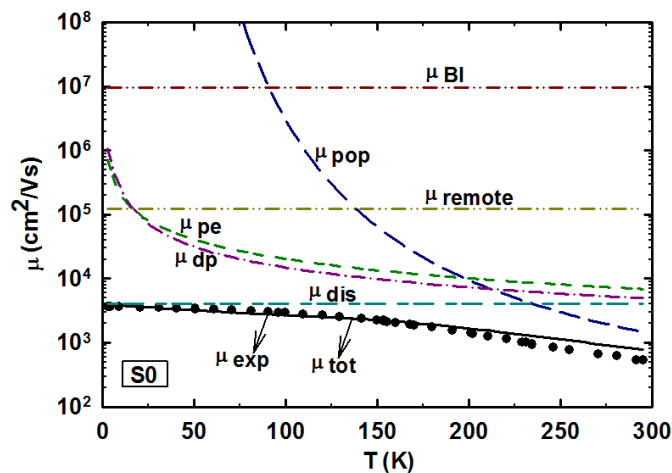
(۱) در این نمونه مقدار تراکم دررفتگی‌ها در حدود  $5 \times 10^9$  cm<sup>-2</sup> می‌باشد که با توجه به سایر گزارشات که در گستره  $10^8 - 10^{11}$  cm<sup>-2</sup> می‌باشد [۱۸]، این مقدار دررفتگی در لایه چاه این نمونه نشانگر آن است که این ساختار از میزان تراکم دررفتگی نسبتاً بالایی برخوردار می‌باشد. همچنین با



توجه به موقعیت منحنی مربوط به سهم پراکندگی‌های مختلف در تحرک الکترون‌ها، می‌توان دریافت:

(۲) در محدوده دمایی بالا (در حدود  $230 < T < 300$  K): فونون‌های اپتیکی عمده‌ترین عامل اصلی در کنترل تحرک الکترونی بوده و بنابراین با افزایش دما تحرک الکترونی کاهش می‌یابد.

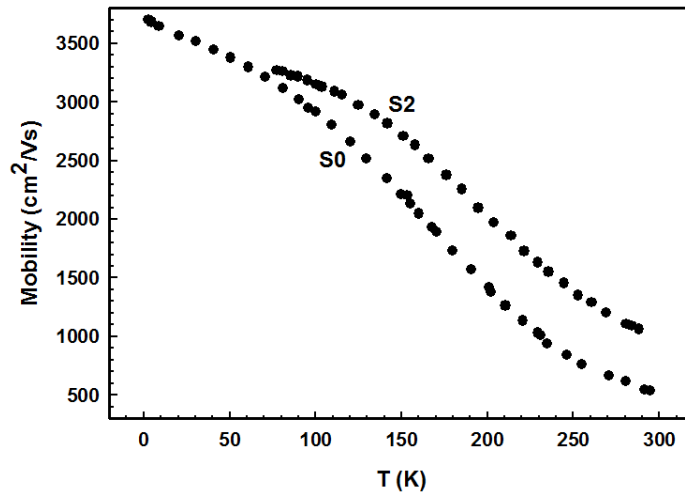
(۳) محدوده دمایی متوسط و پایین ( $T < 230$  K): بمرور با کاهش دما از تاثیر پراکندگی فونون‌ها کاسته شده و تحرک گاز الکترون دو بعدی عمدتاً توسط پراکندگی‌های بلوری در مرز لایه‌های GaN و AlGaN کنترل می‌شود.



شکل ۴-۹: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه مورد مطالعه.

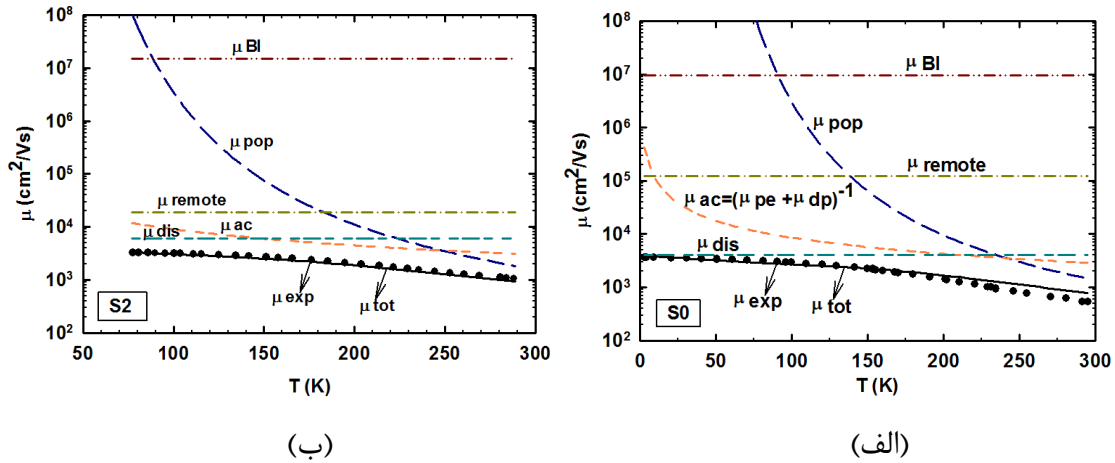
حال به منظور مقایسه خواص ترابری ساختارهای ناهمگون  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  با کسر مولی آلومینیوم یکسان ( $x_{\text{Al}}=15\%$ ) از نمونه S2 در گزارش وب و همکاران (بخش ۴-۲-۱) و نمونه گزارش شده توسط کانتراس و همکاران (همین بخش) موسوم به S0 با شرایط لایه نشانی تقریباً مشابه با این تفاوت که نمونه S0 در ساختار لایه نشانی خود دارای یک لایه جداکننده AlGaIn می‌باشد استفاده شده است. شکل ۴-۱۰ داده‌های تجربی مربوط به این نمونه‌ها را نشان می‌دهد. همان‌طور که از داده‌های تجربی پیداست، در دمای ۷۷ K تحرک گاز الکترونی برای هر دو نمونه تقریباً مقدار یکسان  $3300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  دارد اما با افزایش دما نمونه S2 از تحرک پذیری بیشتری نسبت به نمونه S0

برخوردار است. بر طبق شکل حدس ما بر این است که اگر داده‌های تجربی نمونه S2 را تا دمای ۳ K اندازه‌گیری می‌کردند این نمونه از تحرک پذیری کمتری نسبت به نمونه S0 برخوردار می‌بود.



شکل ۴-۱۰: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه S2 وب و همکاران [۴۹] و نمونه کانتراس و همکاران (موسوم به S0) [۵۰].

شکل ۴-۱۱ پیش بینی نظری مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترونی را در نمونه‌های مورد مطالعه نشان می‌دهد. همان طور که مشاهده می‌شود در محدوده دمایی بالا ( $T > 230\text{ K}$ ) تحرک حامل‌ها توسط سازوکار پراکندگی فونون‌ها به همراه سهمی از پراکندگی دررفتگی‌ها در هر دو نمونه کنترل می‌شود. به مرور با کاهش دما تحرک گاز الکترونی توسط پراکندگی از دررفتگی‌های بلوری در نمونه S0 (شکل ۴-۱۱-الف) و در نمونه S2 عمدتاً توسط پراکندگی از دررفتگی‌ها و فونون‌های آکوستیکی (شکل ۴-۱۱-ب) محدود می‌شود.



شکل ۴-۱۱: مقایسه بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های (الف) S0 (بخش ۴-۲) و (ب) S2 (بخش ۴-۲-۱).

ملاحظه می‌شود که موقعیت پراکندگی ناخالصی‌های بخشنده‌های از راه دور در نمونه‌های S2 و S0 متفاوت است. علت این امر می‌تواند به پارامترهای مرتبط با این سازوکار پراکندگی باشد. همان

طور که از معادله (۳-۱۶) یافت می‌شود  $\mu_{remote} \propto \frac{(n_s)^{3/2}}{N_d} \left( \frac{1}{L_0^2} - \frac{1}{LM_0^2} \right)^{-1}$  و هر کدام از این

پارامترها که قویتر باشند نقش بیشتری در محدود کردن این سازوکار بر عهده خواهند داشت. از

آنجایی که  $L_0$  طبق معادله (۳-۱۹) رابطه مستقیمی با عرض لایه جداکننده و همچنین پهناي کانال گاز الکترونی دارد و با توجه به اینکه نمونه S0 در ساختار لایه نشانی خود دارای یک لایه جداکننده

است در حالی که نمونه S2 دارای چنین لایه‌ای نیست ( $d_0=0$ ) و از طرفی عرض چاه کوانتومی در

نمونه S0 نسبت به نمونه S2 بیشتر است بنابراین حاصل  $L_0$  در نمونه S0 مقدار بالاتری می‌شود.

همچنین با توجه به معادله (۳-۲۰)،  $LM_0$  با  $L_0$  و عرض لایه تهی متناسب می‌باشد و با توجه به

نکات گفته شده در بالا حاصل این عبارت نیز در نمونه S0 بیشتر است. بنابراین از نکات ذکر شده

می‌توان نتیجه گرفت که در معادله بالا حاصل عبارت داخل پرانتز در نمونه S2، ۵ برابر نمونه S0

می‌باشد بنابراین پراکندگی حاصل از این سازوکار در نمونه S0 در موقعیت بالاتری

قرار  $(\mu_{remote} = 1.228 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs})$  نسبت به نمونه S2  $(\mu_{remote} = 1.918 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs})$  قرار

می‌گیرد. نکته جالب توجه دیگر آنکه ضخامت لایه سد بیشتر در نمونه S0 نسبت به نمونه S2 منجر به کاهش تاثیر ناخالصی‌های بخشنده‌های از راه دور و در نتیجه  $\mu_{remote}$  بالاتری در نمونه S0 می‌شود. مقدار تراکم دررفتگی‌ها در نمونه‌های S0 و S2 به ترتیب  $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  و  $6 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  می‌باشد. همان طور که پیداست نمونه S0 از دررفتگی‌های بلوری کمتری برخوردار است. علت این امر می‌تواند به جهت استفاده از یک لایه جدا کننده در ساختار لایه نشانی این نمونه باشد که منجر به تحرک پذیری بیشتری در دماهای پایین‌تر از 3 K شده است. چنانچه انتظار می‌رود مقدار تراکم دررفتگی کمتر در نمونه S0 منجر به بالاتر قرار گرفتن موقعیت این نوع پراکندگی نسبت به نمونه S2 می‌شود اما این موضوع در شکل 4-11 قابل مشاهده نیست. علت این امر به این جهت است که با توجه به معادله (3-3)

$$(23) \mu_{dis} \propto \frac{(n_s)^2}{N_{dis} It}$$

بیشتر) نسبت به نمونه S0 قویتر است منجر به بالاتر قرار گرفتن موقعیت این سازوکار در نمونه S2 نسبت به نمونه S0 می‌شود.

#### ۳-۱-۴ بررسی خواص ترابری و الکترونیکی در ساختار $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$

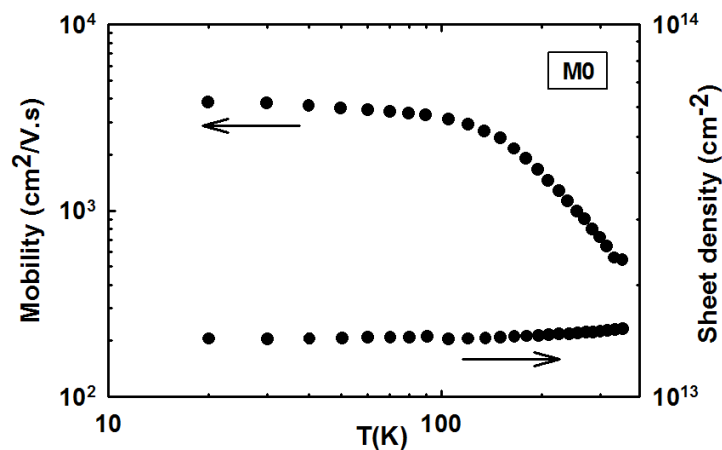
برای بررسی خواص ترابری و الکترونیکی گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$  از نمونه گزارش شده توسط بنگی و همکاران [۵۱] (نمونه M0) استفاده کرده‌ایم. این نمونه در یک راکتور MOCVD فشار کم بر روی زیرلایه سفایر (۰۰۰۱) رشد یافته است. شکل 4-۱۲ طرح ساده‌ای از ساختار لایه‌ای این نمونه را نشان می‌دهد. ابتدا یک لایه هسته GaN دمای پایین به ضخامت 25 nm در دمای  $500^\circ\text{C}$  رشد داده شده است. بعد از انباشت لایه هسته GaN دمای پایین، ویفر به دمای بالا برای بازپخت گرما داده شد. سپس یک لایه GaN ضخیم به ضخامت  $2/5 \mu\text{m}$  بر روی لایه هسته بازپخت شده با استفاده از شرایط رشد ثابت نهشته شده است. سرانجام رسدها با رشد یک لایه  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$  به ضخامت 25 nm و یک لایه کلاهِک GaN به

ضخامت ۳ nm به اتمام رسیده است.

3 nm GaN Cap layer
25 nm Al <sub>0.25</sub> Ga <sub>0.75</sub> N layer (Barrier)
2.5 μm GaN layer (Channel)
25 nm GaN Nucleation layer
Sapphire substrate

شکل ۴-۱۲: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه بنگی و همکاران [۵۱].

شکل ۴-۱۳ داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی را در ساختار ناهمگون Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN (x=۰/۲۵) نشان می‌دهد. مقدار تراکم گاز الکترون دو بعدی در این نمونه  $1.43 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  در دمای ۲۰ K می‌باشد.



شکل ۴-۱۳: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترونی در نمونه مورد مطالعه [۵۱].

همان طور که از شکل پیداست، برای این نمونه تحرک هال و چگالی الکترون اندازه گیری شده در دماهای پایین‌تر از ۱۰۰ K به دلیل کاهش قابل توجه تراکم فونون‌ها در شبکه بلوری ماده تقریباً مستقل از دما هستند. این رفتار نوعی ساختارهای گاز الکترون دو بعدی را نشان می‌دهد.

## الف: مطالعه خواص الکترونیکی چاه کوانتومی در نمونه مورد بررسی

در این قسمت به تعیین بزرگی میدان الکتریکی داخلی، عرض چاه کوانتومی، موقعیت ترازهای انرژی و نیز تراز فرمی در چاه کوانتومی این نمونه می‌پردازیم.

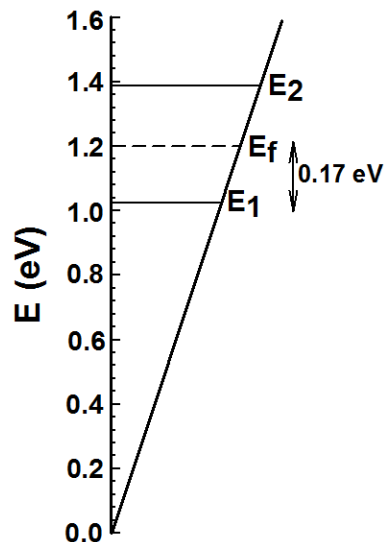
مشابه بخش قبل به محاسبه بزرگی میدان الکتریکی داخلی طبق معادله (۲-۵) می‌پردازیم. مقدار مربوط به بزرگی میدان الکتریکی داخلی در این نمونه  $2/91 \times 10^8 \text{ V/m}$  بدست می‌آید.

به منظور اطلاع از نحوه توزیع حامل‌های الکترونی در میان زیرنوارهای مجاز در این نمونه، می‌توان بیشینه تراکم الکترون‌های مجاز را در اولین زیرنوار طبق معادله (۲-۱۳) بدست آورد. این مقدار در این نمونه در حدود  $3/03 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  بدست می‌آید. بدین ترتیب مقایسه مقادیر بین بیشینه تراکم الکترونی دسترس پذیر در اولین زیر-نوار و تراکم الکترونی اندازه گیری شده در این نمونه نشان می‌دهد که تمامی تراکم گاز الکترون 2D شکل گرفته در این نمونه در تراز پایه خود قرار دارد.

حال به منظور تعیین موقعیت ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی، عرض چاه و حد فاصل بین انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده می‌توان به ترتیب از معادلات (۲-۴)، (۲-۶) و (۲-۱۴) استفاده کرد. این محاسبات در جدول ۴-۴ آمده است. همچنین به منظور سهولت بیشتر، طرحی از موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$  و همچنین تراز انرژی فرمی  $E_f$  در داخل چاه کوانتومی در شکل ۴-۱۴ نشان داده شده است.

جدول ۴-۴: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$  در داخل چاه، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۲۰ K در نمونه مورد بررسی [۵۱].

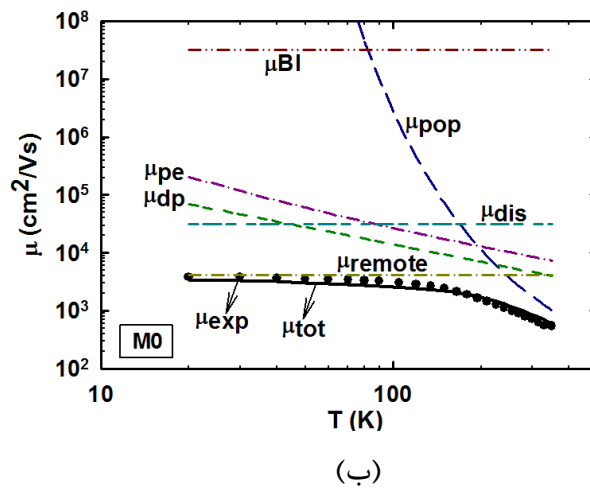
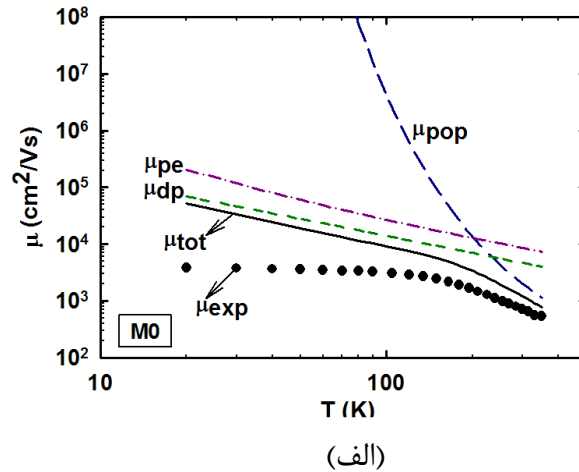
$n_s \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$E_1 \text{ (eV)}$	$E_2 \text{ (eV)}$	$E_f - E_1 \text{ (meV)}$	$L \text{ (nm)}$
$1/43 \times 10^{13}$	۱/۰۳	۱/۳۹	۱۷۱/۷	۴/۷



شکل ۴-۱۴: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه مورد مطالعه.

### ب: مطالعه تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی در نمونه مورد بررسی

هدف ما در این قسمت تحلیل نظری داده‌های تجربی مربوط به تحرک الکترونی نمونه مورد بررسی می‌باشد. شکل ۴-۱۵ الف رفتار دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی را تحت تاثیر حضور سازوکارهای پراکندگی ذاتی فونون‌های اپتیکی و آکوستیکی نشان می‌دهد. همان طور که پیداست، در حالت ایده‌آل و بدون در نظر گرفتن هرگونه نقصی، انتظار می‌رود تحرک گاز الکترونی (طبق قاعده ماتیسن) در دمای پایین ۲۰ K از مرتبه  $10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  باشد. اما در شرایط واقعی و با در نظر گرفتن اثر سازوکارهای پراکندگی غیرذاتی دررفتگی‌ها و ناخالصی‌های یونیده (شکل ب)، این مقدار به مرتبه  $10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  کاهش یافته است. در این محاسبات کمیت  $N_{\text{dis}} = 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  به عنوان پارامتر برازشی در نظر گرفته شده است. نتایج این محاسبات نشانگر آن است که دررفتگی‌های بلوری در این نمونه سهم زیادی نداشته و در محدوده دمایی بالاتر از ۲۲۰ K تحرک حامل‌ها عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی فونون‌های قطبی-نوری می‌باشد. در دماهای پایین‌تر با کاهش تاثیر این سازوکار، پراکندگی ناخالصی‌های یونیده بخشنده‌های از راه دور در لایه سد سهم غالب را در کنترل تحرک الکترونی به عهده دارد.



شکل ۴-۱۵: پیش بینی نظری رفتار دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی تحت تاثیر (الف) تنها سازوکارهای پراکندگی ذاتی (ب) سازوکارهای پراکندگی ذاتی و غیر ذاتی.

### نتیجه گیری

با توجه به گزارش وب و همکاران [۴۹] در ساختارهای ناهمگون  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  ( $x=0/3$ ) و ( $x=0/1, 0/15$ ) مشاهده شد که با افزایش کسر مولی آلومینیوم، تحرک الکترونی کاهش می یابد. نتایج نظری نشان داد که در دماهای بالا تحرک الکترونی عمدتاً توسط پراکندگی فونون ها و در گستره دماهای پایینی توسط پراکندگی از ناخالصی ها و دیگر نقایص بلوری کنترل می شود. همچنین دریافتیم که با زیاد شدن کسر مولی آلومینیوم در لایه سد ( $x$ )، تراکم دررفتگی ها در گستره  $1 \times 10^9$  تا  $2/5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  افزایش یافته است. این بزرگی می تواند بدلیل تاثیر عدم هماهنگی ثابت های شبکه ای



در محل فصل مشترک لایه‌های سد و چاه کوانتومی و در نتیجه ایجاد نقایص بلوری باشد که منشا تغییرات مشاهده شده در تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های مورد بررسی می‌باشد. همچنین بر اساس نتایج تجربی معلوم شد که با افزایش کسر مولی آلومینیوم تراکم الکترونی در چاه کوانتومی افزایش یافته است. دریافتیم با افزایش تراکم حامل‌ها در چاه، نه تنها میدان الکتریکی داخلی، بلکه جدایی بین تراز فرمی و اولین زیرنوار افزایش یافته و باعث باریکتر شدن عرض چاه کوانتومی می‌شود. بررسی داده‌های تجربی تحرک گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$  گزارش شده توسط کانتراس و همکاران [۵۰] بیانگر آن است که در محدوده دمایی بالا، فونون‌های اپتیکی عمده‌ترین عامل اصلی در کنترل تحرک گاز الکترونی بوده و با کاهش دما از تاثیر پراکندگی فونون‌ها کاسته شده و تحرک گاز الکترون دو بعدی عمدتاً توسط پراکندگی از دررفتگی‌های بلوری در مرز لایه‌های  $\text{GaN}$  و  $\text{AlGaN}$  کنترل می‌شود.

در مقایسه بین نمونه‌های  $S0$  و  $S2$  با کسر مولی آلومینیوم یکسان و با شرایط لایه نشانی تقریباً مشابه با این تفاوت که نمونه  $S0$  در ساختار لایه نشانی خود دارای یک لایه جداکننده می‌باشد معلوم شد که تاثیر سازوکار وابسته به پراکندگی ناخالصی‌های از راه دور ( $\mu_{remote}$ ) در نمونه  $S0$  با عرض چاه کوانتومی بزرگتر نسبت به نمونه  $S2$  بالاتر است. همچنین ملاحظه شد که افزایش تراکم دررفتگی‌های بلوری در نمونه  $S2$  منجر به کاهش بیشتر تحرک پذیری در این نمونه می‌شود.

در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$  گزارش شده توسط بنگی و همکاران [۵۱] تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی در دماهای پایین‌تر از  $100\text{ K}$  مستقل از دما بوده که نشان از شکل‌گیری گاز الکترون دو بعدی است. محاسبات ما نشانگر آن است که در گستره دمایی  $20\text{ K}$ – $220\text{ K}$  تحرک گاز الکترون 2D عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی ناخالصی‌های یونیده بخشنده‌های از راه دور در لایه سد بوده و در دماهای بالاتر، فونون‌های قطبی-نوری سهم غالب را در کنترل تحرک الکترونی به عهده دارند.

## ۲-۴ بررسی تاثیر زیرلایه (Sapphire و SiC) بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و خواص الکترونیکی در چاه کوانتومی ساختارهای ناهمگون AlGa<sub>0.15</sub>N/GaN

به منظور بررسی اثر زیرلایه بر تحرک گاز الکترونی و خواص الکترونیکی ساختار ناهمگون Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N/GaN از نمونه‌های گزارش شده توسط ردوینگ و همکاران [۵۲] استفاده کرده‌ایم. این نمونه‌ها به روش MOVPE بر روی زیرلایه سیلیکون کارباید و سفایر (۰۰۰۱) رشد داده شده‌اند. شکل ۱۶-۴ طرح ساده‌ای از ساختار لایه‌ای این نمونه‌ها را نشان می‌دهد. یک لایه GaN به ضخامت ۳ μm رسوب گذاری شده و توسط رشد یک لایه آلیئیده بخشنده Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N به ضخامت ۵۰۰ Å دنبال شده است. در انتها بر روی این لایه، لایه‌ای از AlN به ضخامت ۱۵۰۰ Å، در دمای ۱۱۰۰ °C لایه نشانی شده است. نمونه‌ای مشابه با این نمونه با زیر لایه سفایر با همین روش تهیه شده است.

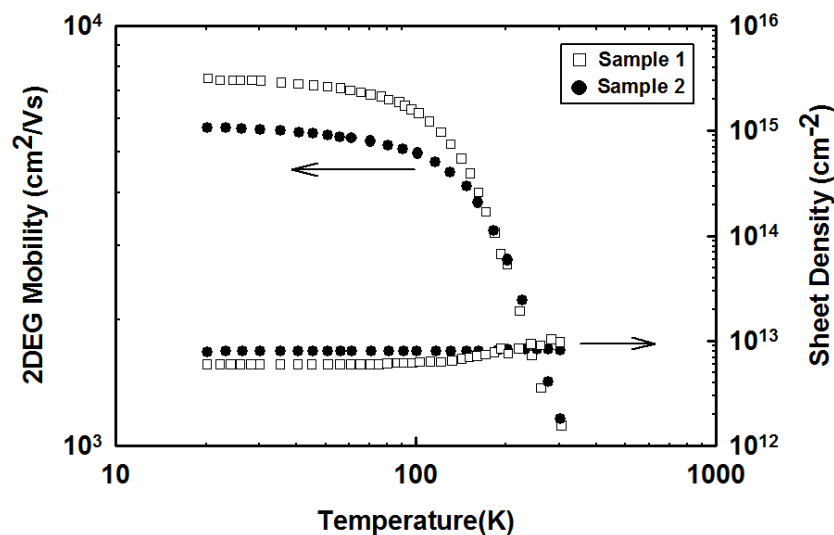
1500 Å AlN layer
500 Å Al <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> N donor layer
3 μm GaN layer
<b>SiC or Sapphire</b> Substrate

شکل ۱۶-۴: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های ردوینگ و همکاران با زیرلایه‌های SiC و Sapphire [۵۲].

شکل ۱۷-۴ داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دوبعدی را در نمونه‌های مورد مطالعه رشد داده شده بر روی زیرلایه‌های سیلیکون کارباید (نمونه ۱) و سفایر (نمونه ۲) نشان می‌دهد. همان طور که از شکل پیداست، در این نمونه‌ها تحرک و چگالی الکترون اندازه گیری شده در دماهای پایین‌تر از ۱۰۰ K مستقل از دما است که نشان از شکل گیری گاز الکترون دو بعدی در سطح مشترک ناهمگون است. عدم تطابق شبکه‌ای بزرگ بین سفایر و لایه GaN

(٪ ۱۳/۸) منجر به شکل‌گیری لایه‌ای روآراستی شده با تراکم بالا از دررفتگی‌های توسعه یافته می‌گردد که با تشکیل ترازهای به دام اندازنده می‌تواند منجر به کاهش تحرک گاز الکترونی شود. انتظار می‌رود استفاده از SiC به عنوان زیرلایه که تطابق شبکه‌ای نزدیکتری با GaN (٪ ۳/۴) دارد، لایه GaN با خواص میکروساختاری، الکتریکی و اپتیکی مناسبتری فراهم سازد [۵۲]. در ادامه به بررسی این داده‌ها می‌پردازیم.

با توجه با داده‌های گزارش شده در شکل ۴-۱۷ مقادیر تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های ۱ و ۲ به ترتیب  $6 \times 10^{12}$  و  $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  در دمای ۲۰ K گزارش شده است.



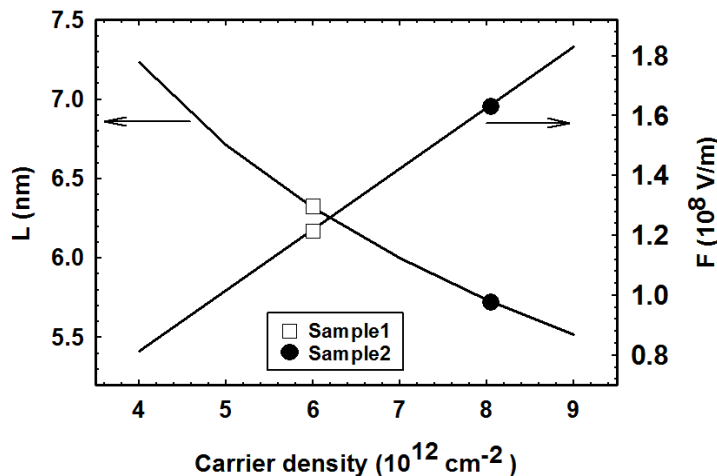
شکل ۴-۱۷: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های ردوینگ و همکاران [۵۲].

### الف: مطالعه خواص الکترونیکی چاه کوانتومی در نمونه‌ها

در این قسمت به تعیین بزرگی میدان الکتریکی داخلی، عرض چاه کوانتومی، موقعیت ترازهای انرژی و نیز تراز فرمی در چاه می‌پردازیم.

بزرگی میدان الکتریکی و نیز عرض چاه کوانتومی منتسب به اولین تراز انرژی به ترتیب از روابط (۲-۵) و (۲-۶) حاصل می‌آیند. این روابط حاکی از آن است که بزرگی میدان الکتریکی با  $n_s$  رابطه

مستقیم و با عرض چاه به صورت  $n_s^{-1/3}$  رابطه دارد. مقادیر مربوط به بزرگی میدان الکتریکی در این نمونه‌ها (Sample1 و Sample2) به ترتیب  $1/22 \times 10^8$  V/m و  $1/63 \times 10^8$  V/m و عرض چاه‌ها به ترتیب  $6/3$  و  $5/7$  nm بدست می‌آید. شکل ۴-۱۸ نمودار تغییرات عرض چاه و میدان الکتریکی را بر حسب تراکم حامل نشان می‌دهد. با توجه به این نتایج، با افزایش تراکم حامل در نمونه رشد داده شده بر روی زیرلایه سفایر، میدان الکتریکی داخلی افزایش می‌یابد و عرض چاه باریکتر می‌شود. این امر با توجه به اینکه افزایش هر چه بیشتر تراکم الکترونی درون چاه به میدان الکتریکی بزرگتری منجر می‌گردد و این خود سبب خمش بیشتری در نوار رسانش لایه چاه می‌شود، امری قابل انتظار است.



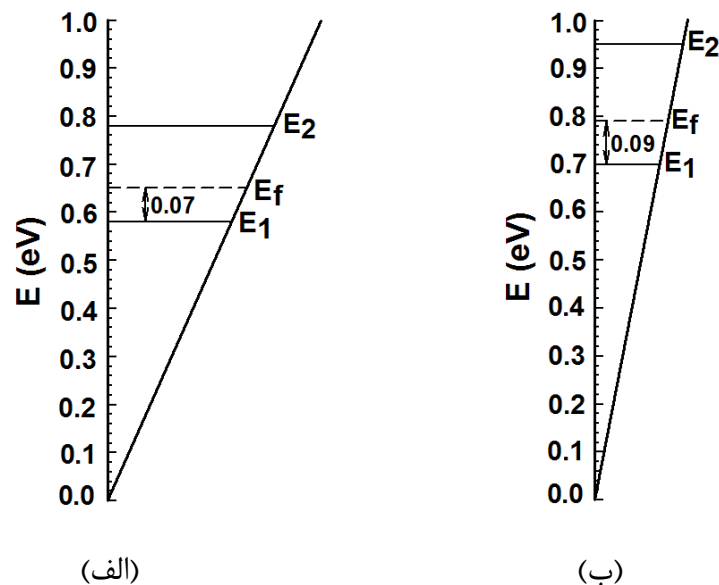
شکل ۴-۱۸: تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی.

برای اطلاع از نحوه توزیع حامل‌های الکترونی در میان زیرنوارهای مجاز در این نمونه‌ها، می‌توان بیشینه تراکم الکترون‌های مجاز را در اولین زیرنوار طبق معادله (۲-۱۳) بدست آورد. این مقدار در این نمونه‌ها به ترتیب در حدود  $16 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  و  $20 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  بدست می‌آید. بدین ترتیب مقایسه بین مقادیر بیشینه تراکم الکترونی دسترس پذیر در اولین زیر-نوار و تراکم الکترونی اندازه گیری شده در این نمونه‌ها (به ترتیب  $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  و  $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) نشان می‌دهد که تمامی تراکم گاز الکترون 2D شکل گرفته در این نمونه‌ها در تراز پایه خود قرار دارند.

به منظور تعیین موقعیت ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی و حد فاصل بین انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده می‌توان به ترتیب از معادلات (۲-۴) و (۲-۱۴) استفاده کرد. نتایج محاسبات در جدول ۴-۵ آمده است. همان طور که از جدول نیز مشاهده می‌شود، با افزایش تراکم الکترونی در نمونه ۲، ترازهای انرژی اول و دوم و همچنین حد فاصل بین تراز فرمی و تراز اول افزایش می‌یابد. به منظور سهولت بیشتر، طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و موقعیت تراز انرژی فرمی در شکل ۴-۱۹ نشان داده شده است.

جدول ۴-۵: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$ ، اختلاف تراز فرمی با نخستین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۲۰ K در نمونه‌های ردوینگ و همکاران [۵۲].

نمونه	$n_s$ (cm <sup>-2</sup> )	$E_1$ (eV)	$E_2$ (eV)	$E_f - E_1$ (meV)	L (nm)
Sample 1	$6 \times 10^{12}$	۰/۵۸	۰/۷۸	۷۲/۰۵	۶/۳
Sample 2	$8 \times 10^{12}$	۰/۷۰	۰/۹۵	۹۶/۰۶	۵/۷



شکل ۴-۱۹: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در (الف) نمونه ۱ (با زیرلایه سیلیکون کارباید) و (ب) نمونه ۲ (با زیرلایه سفایر).

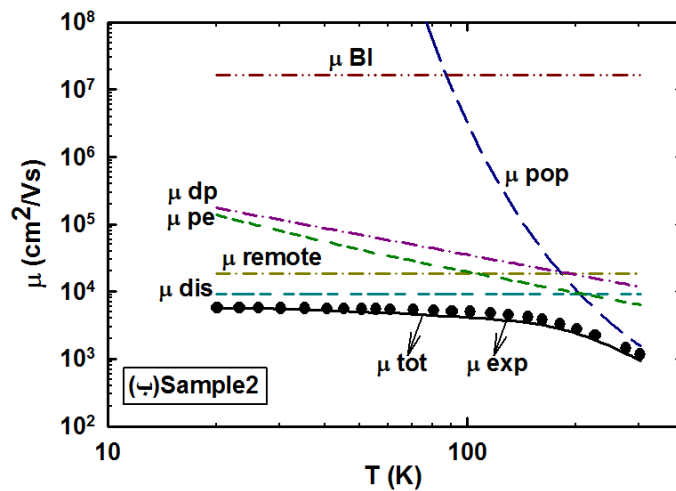
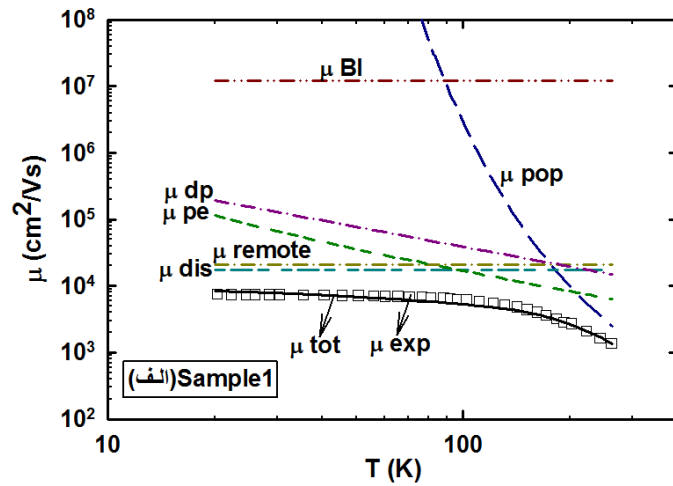
از نتایج ذکر شده، پیش بینی ما بر این است که با کاهش عرض چاه کوانتومی در نمونه ۲، تاثیر پراکندگی وابسته به ناهمواری‌های سطح مشترک و ناخالصی‌ها افزایش یافته که این امر منجر به کاهش تحرک گاز الکترون دو بعدی در چاه کوانتومی می‌شود. این پیش بینی با نتایج حاصل از داده‌های تجربی (شکل ۴-۱۷) که در آن نمونه ۲ تحرک پذیری کمتری نسبت به نمونه دیگر دارد در توافق است.

### ب: مطالعه تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌ها

شکل ۴-۲۰ پیش بینی نظری مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی را در نمونه‌های مورد مطالعه با در نظر گرفتن تاثیر پراکندگی‌های مختلف نشان می‌دهد. همان طور که از شکل ۴-۲۰ الف مربوط به نمونه ۱ (رشد یافته بر روی زیرلایه سیلیکون کارباید) مشاهده می‌شود، در دماهای بالاتر از  $180\text{ K}$  تحرک گاز الکترون دو بعدی عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی فونون‌های قطبی-نوری و آکوستیکی می‌باشد. در محدوده دمایی  $90 < T < 180\text{ K}$  پراکندگی‌های پیزوالکتریک، دررفتگی و ناخالصی‌های بخشنده از راه دور کنترل تحرک حامل‌ها را بر عهده دارند. با کاهش دما، سازوکار پراکندگی دررفتگی و ناخالصی‌های بخشنده از راه دور سهم غالب را دارا می‌باشند. از طرفی با توجه به شکل ۴-۲۰ ب مربوط به تحلیل داده‌های نمونه ۲ (رشد یافته بر روی زیرلایه سفایر) ملاحظه می‌شود در دماهای بالاتر از  $200\text{ K}$  پراکندگی فونون‌های قطبی-نوری به همراه سهم اندکی از سازوکارهای پراکندگی پیزوالکتریک و دررفتگی‌های بلوری تحرک الکترونی را محدود می‌کنند و در بازه دمایی  $120 < T < 200\text{ K}$  کنترل تحرک بر عهده سه سازوکار شامل پراکندگی‌های وابسته به دررفتگی‌ها، پیزوالکتریک و ناخالصی‌های بخشنده از راه دور می‌باشد. با کاهش دما تحرک حامل‌ها عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی از دررفتگی‌ها می‌باشد.

مقادیر کمیت برازشی بدست آمده برای این نمونه‌های مورد بررسی در جدول ۴-۶ آمده است. از مقایسه پارامتر برازشی می‌توان دریافت که در نمونه ۲ با توجه به تفاوت ثابت‌های شبکه‌ای لایه‌های

مجاور تراکم دررفتگی‌ها افزایش یافته است که این امر منجر به تحرک پذیری کمتری نسبت به نمونه ۱ شده است.



شکل ۴-۲۰: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های (الف) Sample1 و (ب) Sample2.

جدول ۴-۶: مقادیر پارامتر برازشی محاسبه شده در نمونه‌های مورد بررسی.

نمونه	$N_{dis}(cm^{-2})$
Sample1	$1/6 \times 10^9$
Sample2	$4/5 \times 10^9$

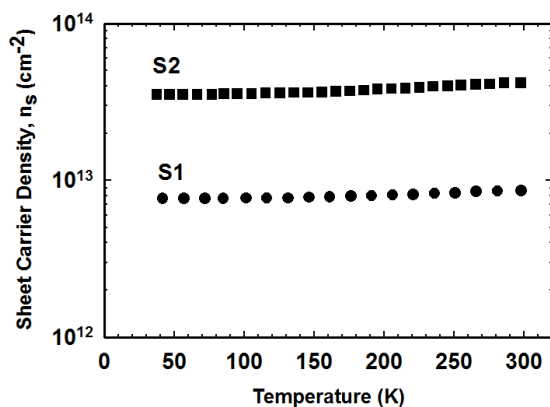
## نتیجه گیری

با توجه به گزارش ردوینگ و همکاران [۵۲]، در ساختار ناهمگون AlGaIn/GaN رشد داده شده بر روی زیرلایه‌های SiC و Sapphire ملاحظه شد که تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی در دماهای پایین‌تر از  $100\text{ K}$  مستقل از دما بوده که یکی از ویژگی‌های این ساختار است. عدم تطابق شبکه‌ای بیشتر بین زیرلایه سفایر و GaN در مقایسه با زیرلایه SiC با GaN منجر به شکل‌گیری لایه‌ای با تراکم بالایی از دررفتگی‌های توسعه یافته ( $N_{\text{dis}} = 4/5 \times 10^9\text{ cm}^{-2}$ ) با زیرلایه سفایر در مقایسه با  $N_{\text{dis}} = 1/6 \times 10^9\text{ cm}^{-2}$  با زیرلایه سیلیکون کارباید می‌شود که این امر تحرک گاز الکترونی را کاهش می‌دهد. نتایج تحلیل ما همچنین بیانگر آن است که در محدوده دماهای بالا ( $T > 180\text{ K}$ ) تحرک گاز الکترون دو بعدی عمدتاً تحت تاثیر پراکندگی فونون‌ها می‌باشد. در محدوده دمایی متوسط ( $90 < T < 200\text{ K}$ ) پراکندگی پیزوالکتریک و در دماهای پایین‌تر ( $T < 90\text{ K}$ ) سازوکار پراکندگی از دررفتگی‌ها و ناخالصی‌های بخشنده از راه دور سازوکار غالب در محدود سازی تحرک گاز الکترونی می‌باشد. همچنین معلوم شد که با افزایش تراکم الکترونی در نمونه رشد داده شده بر روی زیرلایه سفایر، میدان الکتریکی داخلی، ترازهای انرژی اول و دوم و همچنین فاصله بین تراز فرمی و تراز اول افزایش و عرض چاه مثلثی باریکتر می‌شود.



### ۳-۴ بررسی تاثیر نوع لایه سد بر ترازهای انرژی چاه کوانتومی مثلثی در محل فصل مشترک در ساختارهای ناهمگون $\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ و $\text{AlInN}/\text{AlN}/\text{GaN}$

شکل ۴-۲۱-الف طرح ساده‌ای از لایه‌های متوالی در نمونه‌های گزارش شده توسط تولک و همکاران [۱۷] که در فصل اول بخش ۱-۲ در مورد تحرک پذیری آنها صحبت شده است را نشان می‌دهد. در این مقاله اگرچه تراکم حامل‌های اندازه‌گیری شده ارائه گردیده است (شکل ۱-۶) لکن در مورد آنها بحثی به عمل نیامده است. ما بر آن شدیم تا اطلاعات قابل حصول از این داده‌ها را مورد مطالعه قرار دهیم. شکل ۴-۲۱-ب این داده‌های تجربی را که مربوط به وابستگی دمایی تراکم گاز الکترون دوبعدی در ساختارهای ناهمگون  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  (نمونه S1) و  $\text{Al}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  (نمونه S2) می‌باشد را نشان می‌دهد.



(ب)

3 nm GaN Cap layer
$\text{AlGaN}$ or $\text{AlInN}$ layer (barrier)
1.2-1.3 nm AlN Spacer layer
2 $\mu\text{m}$ undoped GaN (Channel)
0.5 $\mu\text{m}$ AlN buffer layer
15 nm AlN nucleation layer
Sapphire substrate

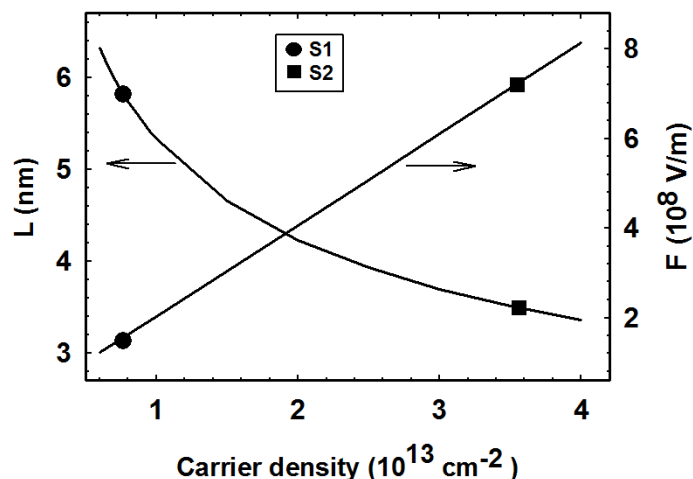
(الف)

شکل ۴-۲۱: (الف) طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های تولک و همکاران با سدهای  $\text{AlGaN}$  و  $\text{AlInN}$  (ب) داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تراکم سطحی الکترونی در نمونه‌های S1 ( $\text{AlGaN}/\text{GaN}$ ) و S2 ( $\text{AlInN}/\text{GaN}$ ) [۱۷].

همانگونه که از شکل ۴-۲۱-ب پیداست، تراکم سطحی حامل‌ها برای هر دو نمونه در تمام محدوده دمایی تقریباً ثابت است. این شیوه رفتار دمایی حامل‌ها نشانگر آن است که رسانش الکتریکی این نمونه‌ها عمدتاً تحت کنترل رسانش الکترون‌های دو بعدی در کانال مجاور فصل مشترک ناهمگون می‌باشد و لایه سد نقش چندانی حتی در دمای اتاق ندارد. تراکم الکترونی اندازه‌گیری شده در نمونه‌های S1 و S2 در دمای ۴۰ K به ترتیب  $7/59 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  و  $3/55 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  می‌باشد. لازم به ذکر است که بنا بر گزارش تولک و همکاران [۱۷]، چگالی الکترونی بالا در نمونه S2 به حضور میدان‌های قطبشی بزرگتر در این نمونه در مقایسه با نمونه S1 نسبت داده شده است.

هدف ما در این بخش تعیین بزرگی میدان الکتریکی داخلی، عرض چاه کوانتومی، موقعیت ترازهای انرژی و نیز تراز فرمی در چاه کوانتومی می‌باشد.

ابتدا به محاسبه میدان الکتریکی طبق معادله (۲-۵) می‌پردازیم. از معادله (۲-۵) می‌توان دریافت که میدان الکتریکی داخلی رابطه مستقیمی با تراکم حامل‌ها دارد و به صورت  $n_s$  تغییر می‌کند. مقادیر مربوط به بزرگی میدان الکتریکی داخلی در نمونه‌های S1 و S2 به ترتیب  $1/54 \times 10^8$  و  $7/22 \times 10^8 \text{ V/m}$  بدست می‌آید. به منظور تعیین عرض چاه می‌توان از معادله (۲-۶) سود جست. با توجه معادله (۲-۶) عرض چاه ایجاد شده تابع چگالی الکترونی در محل فصل مشترک ( $n_{2DEG}$ ) است و به صورت  $n_s^{-1/3}$  تغییر می‌کند. شکل ۴-۲۲ نمودار تغییرات عرض چاه و میدان الکتریکی داخلی را بر حسب تراکم گاز الکترونی نشان می‌دهد. با توجه به این نتایج، با افزایش  $4/7$  برابری تراکم حامل در چاه در نمونه‌ی S2، میدان الکتریکی داخلی  $4/7$  برابر شده است. نکته دیگر آنکه با توجه به اینکه افزایش هر چه بیشتر تراکم الکترونی درون چاه به میدان الکتریکی داخلی بزرگتری منجر می‌گردد و این خود سبب خمش بیشتری در نوار رسانش لایه چاه می‌شود، بنابراین با افزایش تراکم حامل عرض چاه کوانتومی باریکتر می‌شود.



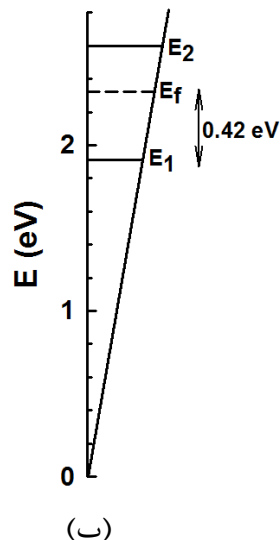
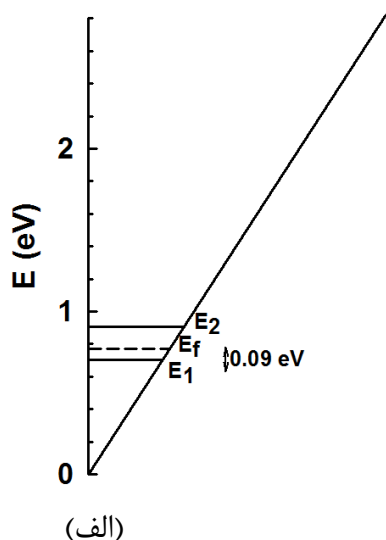
شکل ۴-۲: تغییرات عرض کانال بر حسب تابعی از چگالی الکترونی در چاه کوانتومی مثلثی.

به منظور اطلاع از نحوه توزیع حامل‌های الکترونی در میان زیرنوارهای مجاز در این نمونه‌ها، می‌توان بیشینه تراکم الکترون‌های مجاز را در اولین زیرنوار طبق معادله (۲-۱۳) بدست آورد. این مقدار در این نمونه‌ها به ترتیب  $1/97 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  و  $5/55 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  بدست می‌آید. بدین ترتیب مقایسه بین مقادیر بیشینه تراکم الکترونی دسترس پذیر در اولین زیر-نوار و تراکم الکترونی اندازه گیری شده در این نمونه‌ها نشان می‌دهد که تمامی تراکم گاز الکترون 2D شکل گرفته در این نمونه‌ها در تراز پایه خود قرار دارند.

به منظور تعیین موقعیت ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی و حد فاصل بین انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده می‌توان به ترتیب از معادلات (۲-۴) و (۲-۱۴) استفاده کرد. نتایج این محاسبات در جدول ۴-۷ آمده است. به منظور سهولت بیشتر، طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و موقعیت تراز انرژی فرمی در شکل ۴-۲۳ نشان داده شده است. این نتایج به خوبی با انتظار مکانیک کوانتومی مربوط به پدیده ذره در جعبه به ابعاد L و موقعیت تراز فرمی در صفر کلوین مطابقت دارد.

جدول ۴-۷: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$ ، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۴۰ K در نمونه‌های مورد بررسی [۱۷].

نمونه	$n_s$ (cm <sup>-2</sup> )	$E_1$ (eV)	$E_2$ (eV)	$E_f - E_1$ (meV)	L (nm)
S1	$7/59 \times 10^{12}$	۰/۷	۰/۹	۹۱/۱۴	۵/۸
S2	$3/55 \times 10^{13}$	۱/۹	۲/۶	۴۲۶/۳	۳/۵



شکل ۴-۲۳: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه (الف) S1 و (ب) S2.

## نتیجه گیری

با توجه به گزارش تولک و همکاران [۱۷] و بر اساس اطلاعات منتشر شده از تراکم الکترونی 2D، تاثیر نوع لایه سد بر ترازهای انرژی در ساختارهای ناهمگون AlGaInN/GaN و AlInN/GaN را مورد مطالعه قرار دادیم. معلوم شد که با افزایش  $4/7$  برابری تراکم گاز الکترونی در چاه کوانتومی S2 (با لایه سد AlInN) که به افزایش  $4/7$  برابری میدان الکتریکی داخلی منجر می‌شود، انرژی زیرنوارهای اول و دوم به ترتیب از  $0/7$  و  $0/9$  به  $1/9$  و  $2/6$  eV افزایش

یافته است. همچنین محاسبات ما بیانگر آن است که با افزایش چگالی الکترونی در نمونه S2، پهنای کانال الکترونی از  $5/8$  به  $3/5$  nm کاهش یافته است.

## ۴-۴ بررسی تاثیر ضخامت لایه سد (۲۵-۱۰۰ nm) بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و ترازهای انرژی در ساختارهای ناهمگون $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$

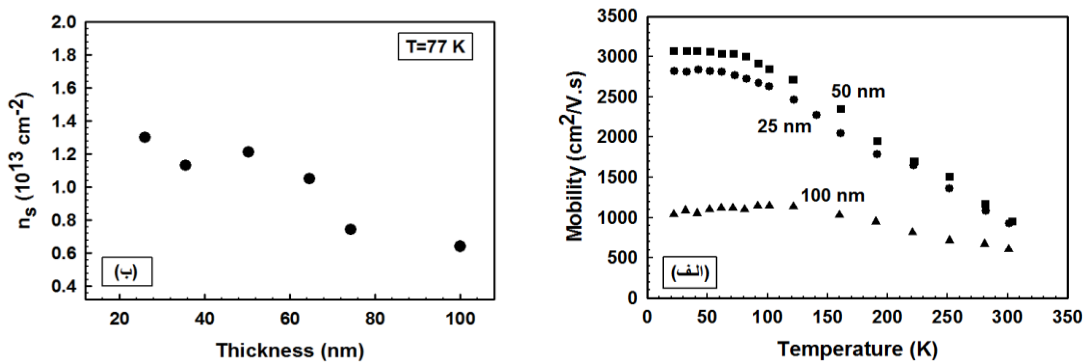
در این قسمت به تحلیل داده‌های تجربی گزارش شده توسط شن و همکاران [۳۷] در مورد وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی می‌پردازیم. نمونه مورد نظر به روش MOCVD بر روی زیر لایه سفایر (۰۰۰۱) رشد داده شده است. بدنبال یک لایه واسط GaN در دمای  $488^\circ\text{C}$  بر روی زیرلایه، یک لایه GaN بدون آلیش به ضخامت  $2\ \mu\text{m}$  در دمای  $1071^\circ\text{C}$  رشد داده شده است. سپس یک لایه  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$  (نوع n- $\text{AlGaN}$ ) آلیش شده با سیلیکون با ضخامت‌های مختلف در گستره ۲۵-۱۰۰ nm در دمای  $1080^\circ\text{C}$  رشد داده شده است. به منظور کاهش پراکندگی ناخالصی‌های یونیده از لایه بدون آلیش  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$  به عنوان لایه جداکننده به ضخامت ۳ nm در حد فاصل لایه‌های  $\text{AlGaN}$  و GaN بدون آلیش استفاده شده است. ساختار لایه نشانی لایه‌ها در شکل ۴-۲۴ نشان داده شده است.

Si doped $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$ (Barrier) Thickness: 25-100 nm
3 nm $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$ Spacer layer
2 $\mu\text{m}$ GaN (Channel)
GaN buffer layer
Sapphire Substrate

شکل ۴-۲۴: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های شن و همکاران [۳۷].

## الف: مطالعه خواص الکترونیکی چاه کوانتومی در نمونه‌ها

شکل ۴-۲۵-الف داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی را در نمونه‌های رشد یافته در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  ( $x=0.22$ ) با ضخامت‌های متفاوت لایه سد و شکل ۴-۲۵-ب نتایج تجربی تغییرات تراکم حامل‌ها در دمای ۷۷ K را بر حسب ضخامت لایه سد نشان می‌دهد. [۳۷]. با توجه به این داده‌ها، تراکم گاز الکترونی در دمای ۷۷ K برای نمونه‌های با ضخامت‌های سد ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ nm به ترتیب  $1.3 \times 10^{13}$ ،  $1.21 \times 10^{13}$  و  $0.64 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  می‌باشد. لازم به ذکر آنکه ما در محاسبات تحلیلی خود تراکم گاز الکترون 2D در دماهای پایین‌تر از ۷۷ K را تقریباً ثابت در نظر گرفته‌ایم.

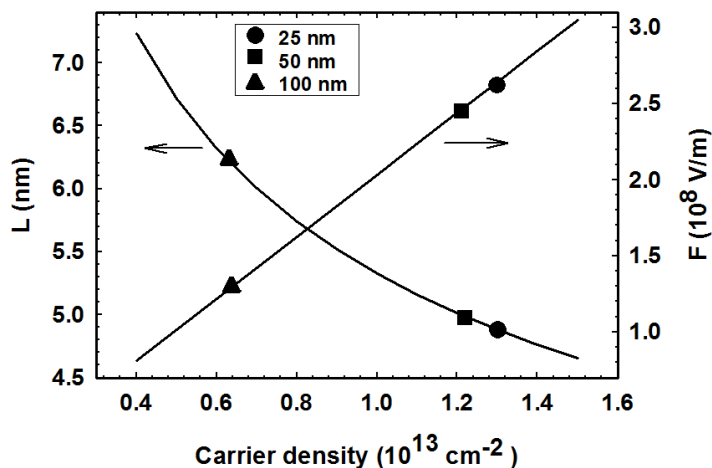


شکل ۴-۲۵: (الف) وابستگی دمایی تحرک گاز الکترونی به ازای ضخامت‌های لایه سد متفاوت و (ب) تراکم گاز الکترون دو بعدی در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  بر حسب تابعی از ضخامت لایه سد  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$  [۳۷].

در این قسمت به تعیین بزرگی میدان الکتریکی داخلی، عرض چاه کوانتومی، موقعیت ترازهای انرژی و نیز تراز فرمی در چاه می‌پردازیم.

بزرگی میدان الکتریکی و نیز عرض چاه کوانتومی به ترتیب از روابط (۲-۵) و (۲-۶) حاصل می‌آیند. این روابط حاکی از آن است که بزرگی میدان الکتریکی ( $F$ ) با  $n_s$  رابطه مستقیم و با عرض چاه به صورت  $n_s^{-1/3}$  رابطه دارد. مقادیر مربوط به بزرگی میدان الکتریکی در این نمونه‌ها (نمونه‌های با لایه سد به ضخامت ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ nm) به ترتیب  $2.64 \times 10^8$ ،  $2.46 \times 10^8$  و  $1.3 \times 10^8 \text{ V/m}$  و

عرض چاه‌ها به ترتیب ۴/۹، ۵ و ۶/۲ nm بدست می‌آید. نتایج بدست آمده از این محاسبات در شکل ۴-۲۶ نشان داده شده است. نحوه تغییرات این متغیرها با توجه به اینکه کاهش تراکم الکترونی درون چاه به میدان الکتریکی داخلی کوچکتری منجر می‌گردد و این خود سبب خمش کمتری در نوار رسانش لایه چاه می‌شود، امری قابل انتظار است.



شکل ۴-۲۶: تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی در نمونه‌های مورد مطالعه.

برای اطلاع از نحوه توزیع حامل‌های الکترونی در میان زیرنوارهای مجاز در این نمونه‌ها، می‌توان بیشینه تراکم الکترون‌های مجاز را در اولین زیرنوار طبق معادله (۲-۱۳) بدست آورد. این مقدار در این نمونه‌ها به ترتیب  $۲/۸۴ \times 10^{13}$ ،  $۲/۷۱ \times 10^{13}$  و  $۱/۷۷ \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  بدست می‌آید. بدین ترتیب مقایسه بین مقادیر بیشینه تراکم الکترونی دسترس پذیر در اولین زیر-نوار و تراکم الکترونی اندازه گیری شده در این نمونه‌ها نشان می‌دهد که تمامی تراکم گاز الکترون 2D شکل گرفته در این نمونه‌ها در تراز پایه خود قرار دارند.

به منظور تعیین موقعیت ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی و حد فاصل بین انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده می‌توان به ترتیب از معادلات (۲-۴) و (۲-۱۴) استفاده کرد.

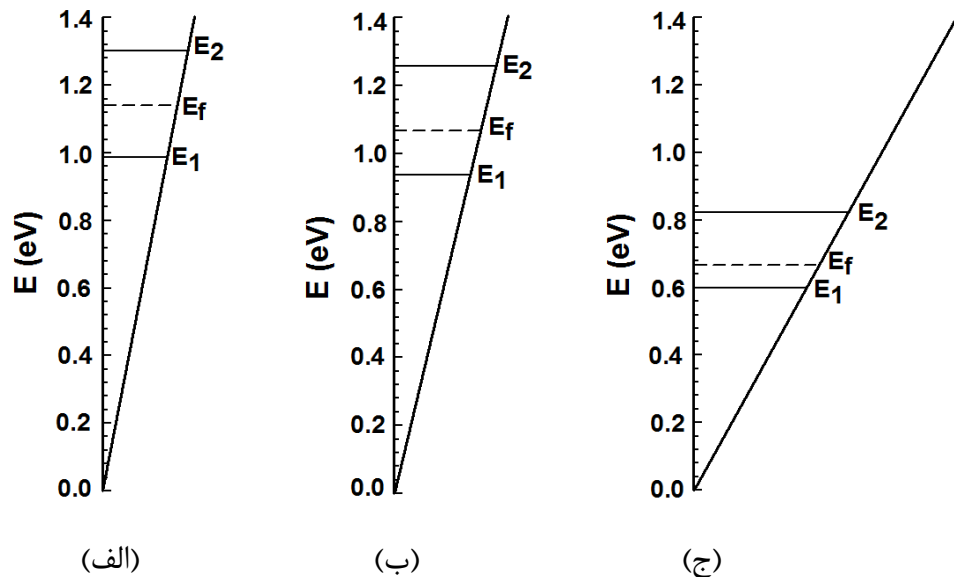
نتایج محاسبات انجام شده در جدول ۴-۸ آمده است. همان طور که از جدول مشاهده می‌شود با



کاهش تراکم الکترونی در چاه، ترازهای انرژی اول و دوم و همچنین جدایی بین تراز فرمی و اولین زیرنوار کاهش می‌یابد. در مقابل این تغییرات تدریجی، با کاهش تراکم الکترون، عرض چاه پهن‌تر می‌شود و بنابراین آن از ۴/۹ به ۶/۲ nm افزایش می‌یابد. به منظور سهولت بیشتر، طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و موقعیت تراز انرژی فرمی در شکل ۴-۲۷ نشان داده شده است.

جدول ۴-۸: محاسبات مربوط به ترازهای کوانتیده انرژی، اختلاف تراز فرمی با تراز اول انرژی و پهنای کانال گاز الکترونی در دمای ۲۲ K در نمونه‌های مورد بررسی [۳۷].

ضخامت سد (nm)	$n_s$ (cm <sup>-2</sup> )	$E_1$ (eV)	$E_2$ (eV)	$E_f - E_1$ (meV)	L (nm)
۲۵	$1/30 \times 10^{13}$	۰/۹۹	۱/۳۱	۱۵۶/۱	۴/۹
۵۰	$1/21 \times 10^{13}$	۰/۹۳	۱/۲۵	۱۴۵/۳	۵/۰
۱۰۰	$0/64 \times 10^{13}$	۰/۶۰	۰/۸۲	۷۶/۸۵	۶/۲



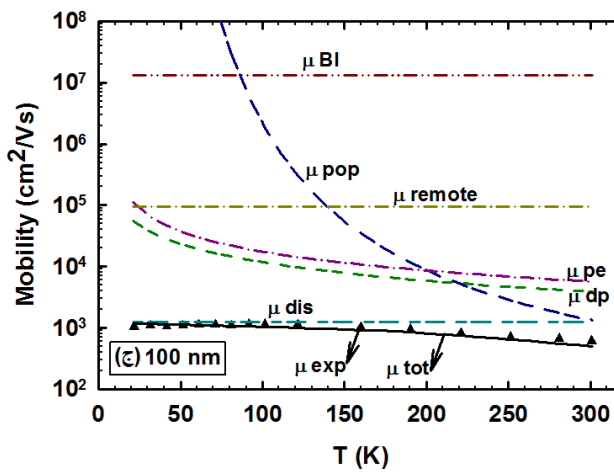
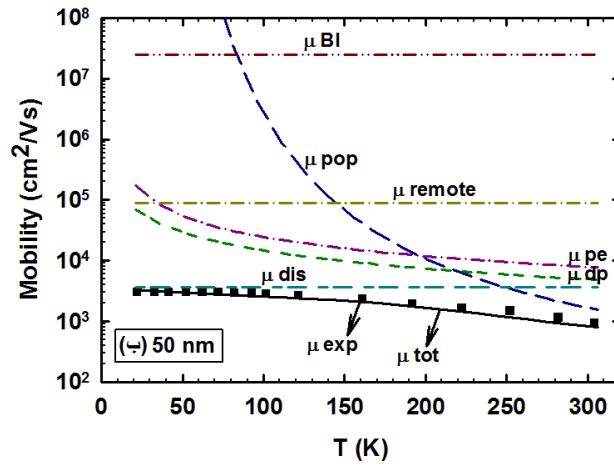
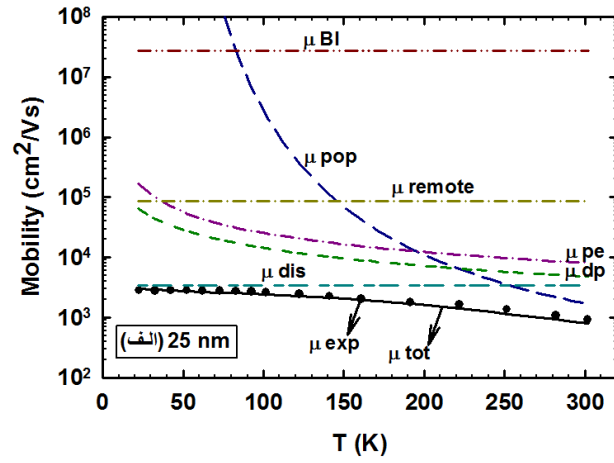
شکل ۴-۲۷: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه‌های با ضخامت لایه سد (الف) ۲۵، (ب) ۵۰ و (ج) ۱۰۰ nm.

از نتایج بدست آمده می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش عرض چاه کوانتومی، تاثیر پراکندگی وابسته به ناهمواری‌های سطح مشترک و ناخالصی‌ها کاهش یافته و این امر منجر به افزایش تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌ی با لایه سد به ضخامت ۵۰ nm نسبت به نمونه با ضخامت ۲۵ nm می‌شود. این موضوع در نمونه با لایه سد به ضخامت ۱۰۰ nm به دلیل وقوع پدیده واهلش لایه‌ها در محل فصل مشترک که در ادامه بحث بدان اشاره شده است صدق نمی‌کند. این پیش بینی با نتایج حاصل از تحلیل دقیقتر داده‌های تجربی (شکل ۴-۲۵-الف) که در ادامه بدان اشاره می‌کنیم در توافق است.

### ب: مطالعه تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌ها

شکل ۴-۲۵-الف داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی را در سه نمونه رشد یافته در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$  نشان می‌دهد. همان طور که از شکل ۴-۲۵-الف مشخص است، با افزایش ضخامت لایه سد از ۲۵ به ۵۰ nm، تحرک گاز الکترونی افزایش یافته اما پس از آن به ازای ضخامت ۱۰۰ nm این روند تغییر پیدا کرده و تحرک الکترونی کاهش یافته است. به دلیل ثابت‌های پیزوالکتریک بزرگ مواد  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  و عدم تطابق شبکه‌ای بین  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  و  $\text{GaN}$ ، قطبش پیزوالکتریک در لایه‌های  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  رشد یافته بر روی  $\text{GaN}$  قوی است. بنابراین علاوه بر ناپیوستگی نوار رسانش در سطح مشترک ناهمگون و تراز آرایش یافته سد  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ، قطبش پیزوالکتریک از سد  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  یک عامل مهم برای تعیین چگالی گاز الکترون دو بعدی در فصل مشترک ناهمگون  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  محسوب می‌شود. قطبش پیزوالکتریک به شدت تحت تاثیر کرنش الاستیک قرار می‌گیرد. وقتی سد  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  دچار واهلش می‌شود تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی هر دو کاهش می‌یابند [۳۷]. با افزایش ضخامت لایه سد از ۵۰ به ۱۰۰ nm، سد دچار واهلش شده که این پدیده منجر به ایجاد دررفتگی‌های بلوری شده و بنابراین تحرک گاز الکترونی کاهش پیدا کرده است.

شکل ۴-۲۸ (الف)-(ج) رفتار دمایی (در بازه  $200-300\text{ K}$ ) تحرک گاز الکترون دو بعدی را تحت تاثیر حضور پراکندگی‌های ذاتی و غیرذاتی حامل‌ها نشان می‌دهد. مقادیر کمیت برازشی بدست آمده برای این نمونه‌های مورد بررسی در جدول ۴-۹ آمده است. همان طور که از شکل ۴-۲۸-الف و ب پیداست، در نمونه‌های با ضخامت لایه سد  $25\text{ nm}$  و  $50\text{ nm}$  در دماهای بالاتر از تقریباً  $250\text{ K}$  پراکندگی توسط فونون‌های قطبی-نوری و دررفتگی‌ها سهم غالب را در کنترل تحرک الکترونی بر عهده دارند. اما در دماهای پایین‌تر از آن، تحرک توسط سازوکار پراکندگی دررفتگی‌های بلوری محدود می‌شود. در نمونه با ضخامت لایه سد  $100\text{ nm}$  (شکل ۴-۲۸-ج) تا حد زیادی در تمامی گستره دمایی مورد مطالعه تحرک گاز الکترونی توسط پراکندگی وابسته به دررفتگی‌ها کنترل می‌شود و تاثیر فونون‌های قطبی-نوری تنها اندکی در ناحیه دمایی  $T > 220\text{ K}$  در تحرک الکترونی نمونه تاثیر گذاشته است. کمیت چگالی دررفتگی‌ها در واحد سطح ( $N_{dis}$ ) به عنوان پارامتر برازشی در نظر گرفته شده است. مقادیر کمیت برازشی بدست آمده برای نمونه‌های مورد بررسی در جدول ۴-۹ آمده است. از مقایسه پارامتر برازشی در جدول ۴-۹ واضح است که با افزایش ضخامت لایه سد از  $25\text{ nm}$  به  $50\text{ nm}$ ، چگالی دررفتگی بلوری کاهش یافته است که این خود دلیلی بر افزایش تحرک گاز الکترون دو بعدی محسوب می‌شود. اما با افزایش ضخامت از  $50\text{ nm}$  به  $100\text{ nm}$  چگالی دررفتگی افزایش یافته که این امر منجر به کاهش تحرک الکترونی می‌شود.



شکل ۴-۲۸: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های مورد بررسی با ضخامت‌های لایه سد ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ nm.

جدول ۴-۹: مقادیر تراکم دررفتگی‌ها حاصل از نتایج نظری ما در نمونه های گزارش شده شن و همکاران [۳۷].

نمونه	$N_{dis}(cm^{-2})$
۲۵ nm	$۲/۴ \times ۱۰^{۱۰}$
۵۰ nm	$۲/۰ \times ۱۰^{۱۰}$
۱۰۰ nm	$۲/۵ \times ۱۰^{۱۰}$

## نتیجه گیری

با توجه به نتایج گزارش شده توسط شن و همکاران [۳۷]، تاثیر ضخامت لایه سد روی تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی در ساختارهای ناهمگون مورد بررسی قرار گرفت. نتایج تحلیل نظری ما نشان داد که با افزایش ضخامت لایه سد از ۲۵ به ۵۰ nm، چگالی دررفتگی‌ها کاهش یافته و سبب بهبود تحرک گاز الکترون دو بعدی شده است، اما با افزایش ضخامت از ۵۰ به ۱۰۰ nm چگالی دررفتگی‌ها افزایش یافته و منجر به کاهش تحرک گاز الکترونی گردیده است. همچنین ملاحظه شد که با افزایش ضخامت لایه سد تراکم الکترونی در چاه کوانتومی همواره رو به کاهش بوده است. تحلیل ما بر روی این داده‌ها حاکی از آن است که با کاهش تراکم حامل‌ها در چاه، میدان الکتریکی داخلی، موقعیت ترازهای انرژی اول و دوم و همچنین فاصله بین تراز فرمی و نخستین زیرنوار کاهش یافته و باعث پهن تر شدن عرض چاه کوانتومی گردیده است.

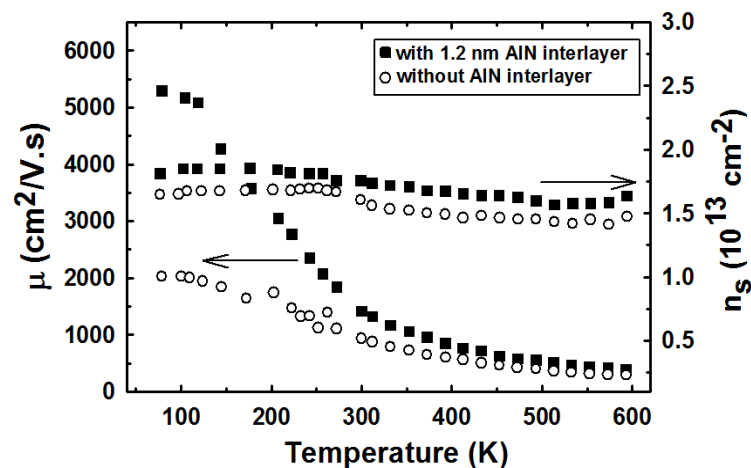
## ۴-۵ بررسی تاثیر "لایه جداکننده" بر تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی و خواص الکترونیکی در چاه کوانتومی ساختارهای ناهمگون $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{GaN}$

به منظور بررسی اثر لایه جداکننده بر تحرک پذیری گاز الکترونی و ترازهای انرژی در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{GaN}$  از نمونه‌های گزارش شده توسط زو و همکاران [۵۳] استفاده کرده‌ایم. ساختارهای ناهمگون  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  توسط MOCVD فشار کم بر روی زیرلایه سفایر (۰۰۰۱) رشد داده شده‌اند. شکل ۴-۲۹ طرح ساده‌ای از ساختار لایه‌ای این نمونه‌ها را نشان می‌دهد. فرآیند رشد با یک لایه هسته  $\text{AlN}$  به ضخامت ۲۰ nm رشد کرده در دمای  $650^\circ\text{C}$  آغاز شده و توسط یک لایه  $\text{AlN}$  به ضخامت ۸۰ nm در دمای  $1080^\circ\text{C}$  دنبال شد. سپس یک لایه  $\text{GaN}$  آرایش نشده به ضخامت  $1/6\ \mu\text{m}$  در دمای  $940^\circ\text{C}$  به عنوان واسط رسوب گذاری شده و توسط یک لایه جداکننده  $\text{AlN}$  نازک با ضخامت‌های متفاوت در گستره صفر تا ۲ nm رشد یافته در دمای  $940^\circ\text{C}$  دنبال شده است. بنا به گزارش زو و همکاران [۵۳] ضخامت بهینه لایه جداکننده  $\text{AlN}$  طبق اندازه گیری‌های انجام شده برابر  $1/2\ \text{nm}$  اعلام شده است. سرانجام ویفر آماده شده برای رشد لایه سد  $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}$  به ضخامت ۱۳ nm تا دمای  $720^\circ\text{C}$  سرد شده است.

13 nm $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ (Barrier)
$\text{AlN}$ (Interlayer): 0-2 nm
1.6 $\mu\text{m}$ undoped $\text{GaN}$ (Channel)
80 nm $\text{AlN}$ layer
20 nm $\text{AlN}$ nucleation layer
Sapphire substrate

شکل ۴-۲۹: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های زو و همکاران [۵۳].

شکل ۴-۳۰ داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی را در ساختارهای ناهمگون AlInN/GaN با و بدون لایه جداکننده AlN در گستره دمایی K ۶۰۰-۷۷ نشان می‌دهد. همان طور که از داده‌های تجربی پیداست، کاهش تحرک الکترون با افزایش دما برای هر دو ساختار قابل مشاهده است. به وضوح دیده می‌شود که تحرک الکترون با انتخاب لایه جداکننده به ضخامت nm ۱/۲ به طور قابل توجهی از ۹۴۹ به  $1425 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  و از ۲۰۳۲ به  $5308 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  به ترتیب در دمای ۳۰۰ K و ۷۷ K افزایش می‌یابد. افزایش قابل توجه در تحرک الکترون به طور عمده به لایه جدا کننده AlN نسبت داده می‌شود که یک فصل مشترک همواری را بین لایه سد AlInN و لایه GaN فراهم می‌کند و باعث کاهش پراکندگی می‌شود. مقادیر تراکم گاز الکترونی در نمونه‌های با و بدون لایه جدا کننده به ترتیب  $1.75 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  و  $1.61 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  می‌باشد. افزایش در تراکم حامل می‌تواند به دلیل افزایش ارتفاع چاه بین سد AlInN و لایه GaN باشد که محدودیت بهتری از الکترون‌ها فراهم می‌کند و حامل‌ها را دور از مراکز پراکندگی نگه می‌دارد [۵۳].

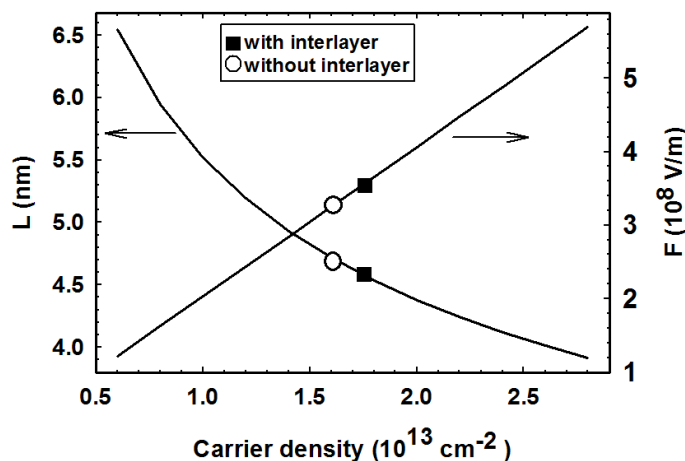


شکل ۴-۳۰: داده‌های تجربی مربوط به وابستگی دمایی تحرک و تراکم گاز الکترون دو بعدی [۵۳].

## الف: مطالعه خواص الکترونیکی چاه کوانتومی در نمونه‌ها

در این قسمت به تعیین بزرگی میدان الکتریکی داخلی، عرض چاه کوانتومی، موقعیت ترازهای انرژی و نیز تراز فرمی در چاه می‌پردازیم.

برای محاسبه بزرگی میدان الکتریکی داخلی و نیز عرض چاه کوانتومی می‌توان به ترتیب از روابط (۲-۵) و (۲-۶) سود جست. این روابط حاکی از آن است که بزرگی میدان الکتریکی با  $n_s$  رابطه مستقیم و با عرض چاه به صورت  $n_s^{-1/3}$  رابطه دارد. مقادیر مربوط به بزرگی میدان الکتریکی داخلی در این نمونه‌ها (نمونه با و بدون لایه جداکننده) به ترتیب  $3/56 \times 10^8$  V/m و  $3/28 \times 10^8$  V/m و عرض چاه‌ها به ترتیب ۴/۶ nm و ۴/۷ nm بدست می‌آید. شکل ۴-۳۱ نمودار تغییرات عرض چاه و میدان الکتریکی را بر حسب تراکم حامل نشان می‌دهد. با توجه به این نتایج، با کاهش تراکم حامل در چاه در نمونه بدون لایه جداکننده، میدان الکتریکی داخلی کاهش یافته و عرض چاه پهن‌تر می‌شود و بنابراین آن از ۴/۶ به ۴/۷ nm افزایش می‌یابد. نحوه تغییرات این متغیرها با توجه به اینکه کاهش هر چه بیشتر تراکم الکترونی درون چاه به میدان الکتریکی داخلی کوچکتری منجر می‌گردد و این خود سبب خمش کمتری در نوار رسانش لایه چاه می‌شود، امری قابل انتظار است.



شکل ۴-۳۱: تغییرات عرض چاه کوانتومی و میدان الکتریکی بر حسب تابعی از چگالی الکترونی.



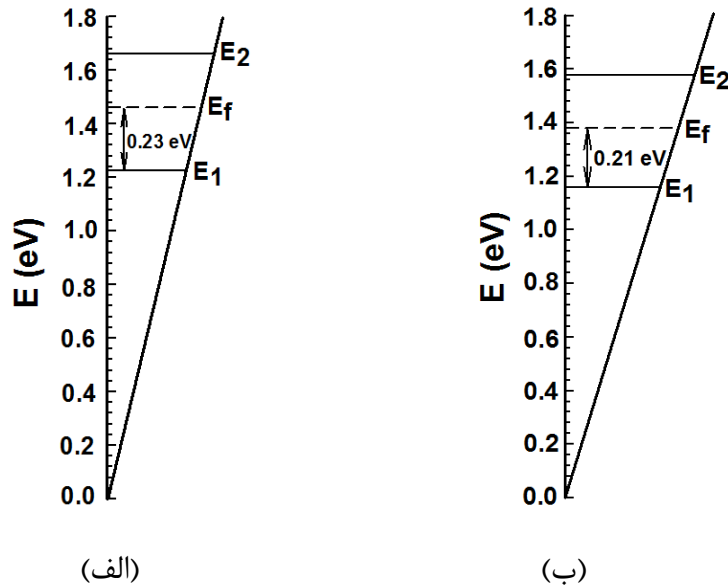
برای اطلاع از نحوه توزیع حامل‌های الکترونی در میان زیرنوارهای مجاز در این دو نمونه، می‌توان بیشینه تراکم الکترون‌های مجاز را در اولین زیرنوار طبق معادله (۲-۱۳) بدست آورد. این مقدار در این نمونه‌ها به ترتیب در حدود  $3/27 \times 10^{13}$  و  $3/06 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  بدست می‌آید. بدین ترتیب مقایسه مقادیر بین بیشینه تراکم الکترونی دسترس پذیر در اولین زیر-نوار و تراکم الکترونی اندازه گیری شده در این نمونه‌ها نشان می‌دهد که تمامی تراکم گاز الکترون 2D شکل گرفته در این نمونه‌ها در تراز پایه خود قرار دارند.

به منظور تعیین موقعیت ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی و حد فاصل بین انرژی فرمی با نخستین تراز کوانتیده می‌توان به ترتیب از معادلات (۲-۴) و (۲-۱۴) استفاده کرد.

نتایج محاسبات در جدول ۴-۱۰ آمده است. همان طور که به وضوح پیداست با کاهش تراکم گاز الکترونی در نمونه بدون لایه جداکننده، ترازهای انرژی اول و دوم و همچنین فاصله بین تراز فرمی و تراز اول کاهش می‌یابد. به منظور سهولت بیشتر، طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و موقعیت تراز انرژی فرمی در شکل ۴-۳۲ نشان داده شده است.

جدول ۴-۱۰: نتایج مربوط به موقعیت ترازهای کوانتیده انرژی  $E_1$  و  $E_2$  در داخل چاه، اختلاف تراز فرمی با اولین زیرنوار انرژی و پهناي کانال گاز الکترونی در دمای ۷۷ K در نمونه‌های مورد مطالعه [۵۳].

نمونه	$n_s (\text{cm}^{-2})$	$E_1 (\text{eV})$	$E_2 (\text{eV})$	$E_F - E_1 (\text{meV})$	L (nm)
با لایه واسط AlN (۱/۲ nm)	$1/75 \times 10^{13}$	۱/۲۳	۱/۶۶	۲۳۳/۵	۴/۶
بدون لایه واسط	$1/61 \times 10^{13}$	۱/۱۶	۱/۵۷	۲۱۴/۸	۴/۷



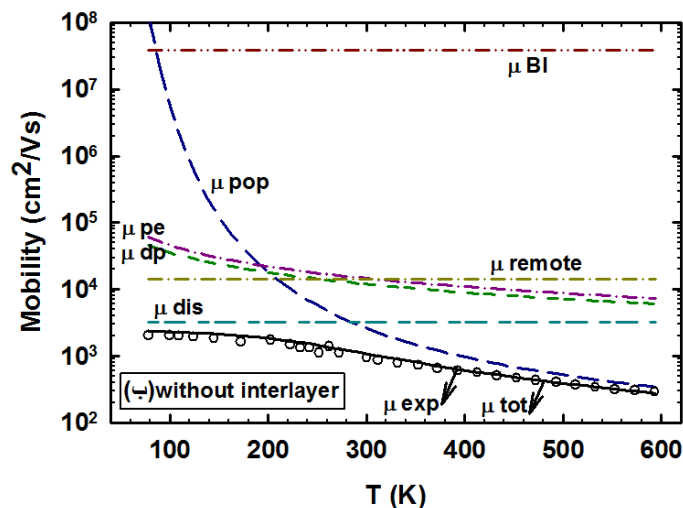
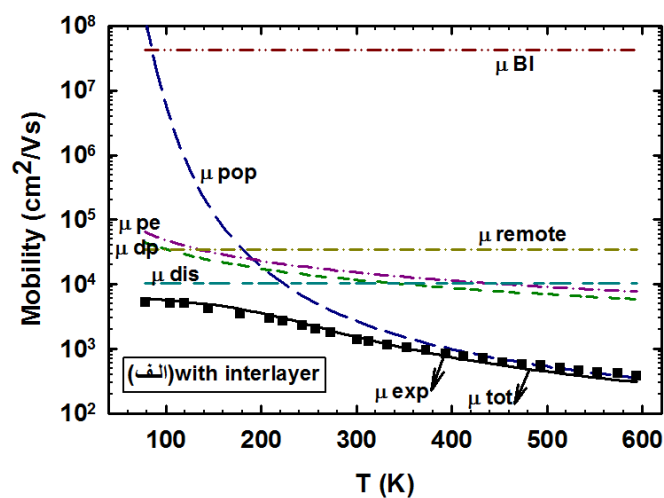
شکل ۴-۳۲: طرحی از ترازهای کوانتیده انرژی و تراز فرمی در چاه کوانتومی مثلثی در نمونه (الف) با لایه جداکننده و (ب) بدون لایه جداکننده.

### ب: مطالعه تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌ها

شکل ۴-۳۳ پیش بینی نظری مربوط به وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی را در نمونه‌های مورد مطالعه با در نظر گرفتن تاثیر پراکندگی‌های مختلف ذاتی و غیر ذاتی حامل‌ها نشان می‌دهد. همان طور که برای نمونه با لایه جدا کننده (شکل ۴-۳۳-الف) مشاهده می‌شود، در دماهای بالاتر از  $230\text{ K}$  تحرک گاز الکترون دو بعدی تحت تاثیر پراکندگی فونون‌های قطبی-نوری می‌باشد. با کاهش دما از تاثیر این سازوکار کاسته شده و کنترل تحرک الکترونی عمدتاً بر عهده پراکندگی از دررفتگی‌ها می‌باشد. در نمونه بدون لایه جدا کننده (شکل ۴-۳۳-ب) ملاحظه می‌شود که در دماهای بالاتر از  $T > 280\text{ K}$  پراکندگی فونون‌های قطبی-نوری سهم غالب را در تحرک الکترونی دارا بوده و در دماهای پایین‌تر از آن پراکندگی دررفتگی‌های بلوری تحرک الکترونی را محدود می‌کنند. از نتایج نظری حاصل از این دو شکل واضح است که در این دو نمونه پراکندگی دررفتگی‌ها نقش مهمی را در تحرک پذیری حامل‌ها ایفا می‌کنند. چنانچه ملاحظه می‌شود موقعیت تحرک مربوط به پراکندگی دررفتگی‌ها در نمونه با لایه جدا کننده نسبت به نمونه دیگر بالاتر است که این امر منجر به افزایش

تحرک پذیری در این نمونه شده است.

کمیت تراکم دررفتگی‌ها به عنوان پارامتر برازشی در نظر گرفته شده است. مقادیر کمیت برازشی بدست آمده برای این نمونه‌های مورد بررسی در جدول ۴-۱۱ آمده است. از مقایسه پارامتر برازشی می‌توان دریافت که در نمونه بدون لایه جداکننده تراکم دررفتگی‌ها به میزان ۲/۸ برابر افزایش یافته است که این امر منجر به تحرک الکترونی کمتری نسبت به نمونه با لایه جداکننده شده است.



شکل ۴-۳۳: نتایج بررسی نظری وابستگی دمایی تحرک گاز الکترون دو بعدی در نمونه‌های (الف) با لایه جدا کننده و (ب) بدون لایه جداکننده.

جدول ۴-۱۱: مقادیر پارامتر برازشی محاسبه شده در نمونه های زو و همکاران.

نمونه	$N_{dis}(cm^{-2})$
با لایه واسط AlN (۱/۲ nm)	$۱/۵ \times ۱۰^{۱۰}$
بدون لایه واسط	$۴/۳ \times ۱۰^{۱۰}$

## نتیجه گیری

تاثیر لایه جداکننده روی تحرک پذیری گاز الکترونی در ساختار ناهمگون  $In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$  گزارش شده توسط زو و همکاران [۵۳] مورد بررسی قرار گرفت. معلوم شد که حضور لایه جداکننده در فصل مشترک ساختار ناهمگون منجر به افزایش تحرک الکترونی در چاه کوانتومی شده که این امر با توجه به کاهش چگالی دررفتگی‌ها نسبت به نمونه بدون لایه جداکننده امری قابل انتظار است. همچنین حضور لایه جداکننده در فصل مشترک سد و چاه کوانتومی برای تغییر در ارتفاع سد به افزایش تراکم الکترونی منجر می‌شود. این تغییر به نوبه خود به افزایش میدان الکتریکی داخلی، ترازهای انرژی اول و دوم و فاصله تراز فرمی و اولین زیرنوار و همچنین کاهش عرض چاه کوانتومی منجر می‌شود.

#### ۴-۶ بررسی وابستگی تحرک پذیری الکترونی به تراکم گاز الکترون دو بعدی تحت تاثیر "پدیده فوتورسانش پایدار (PPC)" در ساختار ناهمگون $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ( $x=0/15$ و $0/25$ ) در دمای $T=1.6\text{ K}$

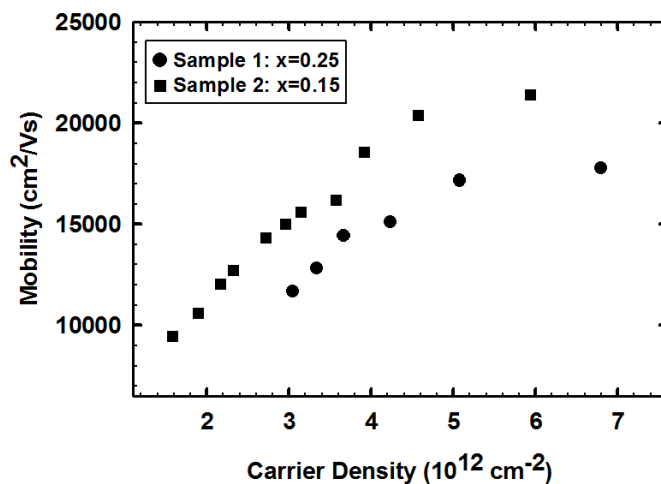
شکل ۴-۳۴ طرح ساده‌ای از لایه‌های متوالی در نمونه‌های گزارش شده توسط بیکلی و همکاران [۵۴] را نشان می‌دهد. این نمونه‌ها به روش MOVPE بر روی زیر لایه سفایر (۰۰۰۱) رشد یافته‌اند. رشد با رشد یک لایه هسته GaN دمای پایین (تقریباً  $550^\circ\text{C}$ ) به ضخامت ۲۵ nm آغاز شده است. همان طور که مشاهده می‌شود این ساختار شامل یک لایه GaN به ضخامت ۳  $\mu\text{m}$  (با دمای رشد  $1010^\circ\text{C}$ )، یک لایه سطحی AlN به ضخامت ۱ nm (برای کاهش پراکندگی ناخالصی‌های یونیده)، لایه ای از جنس  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  به ضخامت ۲۵ nm و یک لایه کلاهِک GaN به ضخامت ۳ nm می‌باشد. تمامی این لایه‌ها بدون آلاینش می‌باشند. برای مطالعه اثر ترکیب آلیاژی آلومینیوم در لایه  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  دو نمونه با  $x=0/25$  (نمونه ۱) و  $x=0/15$  (نمونه ۲) در دمای  $1060^\circ\text{C}$  رشد داده شده‌اند. به منظور افزایش تراکم حامل‌ها، نمونه‌ها از طریق پنجره دسترسی اپتیکی برای دوره‌های کوتاه با یک چراغ قوه نوررسانی شده‌اند.

3 nm GaN (Cap)
25 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (Barrier)
1 nm AlN (Spacer)
3 $\mu\text{m}$ GaN (Channel)
25 nm GaN nucleation layer
Sapphire substrate

شکل ۴-۳۴: طرح ساختاری لایه‌ها در نمونه‌های بیکلی و همکاران با مقادیر کسر مولی آلومینیوم ۱۵ و ۲۵٪ [۵۴].

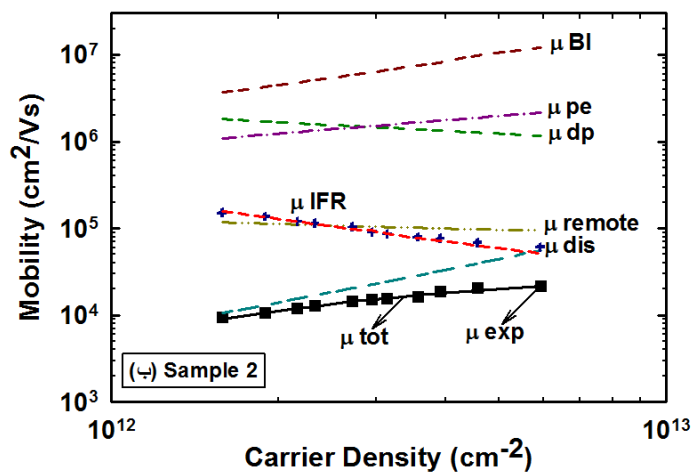
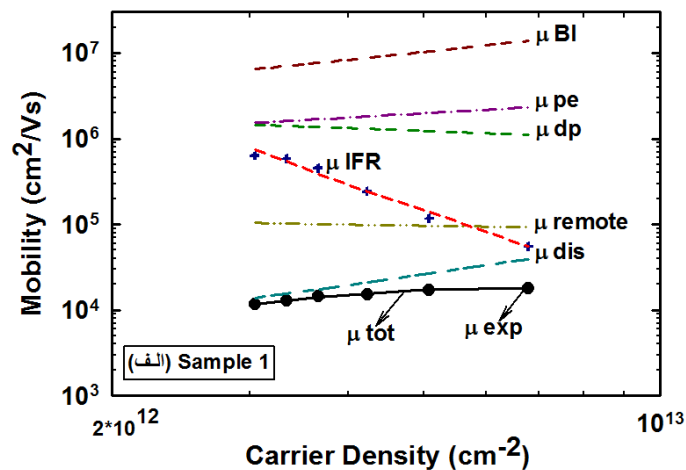
شکل ۴-۳۵ داده های تجربی مربوط به وابستگی تحرک به تراکم گاز الکترون دو بعدی در دمای ۱/۶ K در ساختار ناهمگون  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  (۲۵٪ و  $x=۱۵$ ) با چاه کوانتومی مثلثی را نشان می دهد. چنانچه از داده های تجربی ملاحظه می شود با افزایش تراکم حامل ها، تحرک الکترونی برای هر دو نمونه افزایش می یابد. این نتیجه با گزارشات قبلی در ساختارهای گاز الکترون دو بعدی  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  و  $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$  در توافق است [۵۴]. افزایش مداوم در تراکم حامل ها توسط انتقال الکترون های تحریک شده نوری از تراز ناخالصی های عمیق در لایه سد  $\text{AlGaIn}$  توضیح داده می شود [۵۴]. اثر PPC مشاهده شده در  $\text{GaIn}$  و لایه های  $\text{AlGaIn}$  به مجموعه نقایص بلوری نظیر تهی جاهای گالیوم، قرار گرفتن اتمی در جایگاه نیتروژن و ناخالصی های تراز عمیق نسبت داده می شود [۵۴].

با توجه به این داده ها ملاحظه می شود که افزایش تحرک با افزایش تراکم در تراکم های الکترونی بالاتر از  $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  با آهنگ کمتری ادامه می یابد. همچنین همان طور که مشاهده می شود نمونه ۲ با کسر مولی آلومینیوم کمتر از تحرک پذیری بیشتری نسبت به نمونه ۱ برخوردار است. این امر می تواند به دلیل تاثیر کمتر نقایص بلوری در این نمونه نسبت به نمونه ۱ باشد.



شکل ۴-۳۵: داده های تجربی مربوط به وابستگی تحرک گاز الکترون دو بعدی به تراکم حامل در دمای ۱/۶ K [۵۴].

محاسبات ما در این بخش مبتنی بر سازوکارهای موثر پراکندگی‌های ذاتی و غیر ذاتی در دمای ثابت  $K 1/6$  بنا بر آنچه که در بخش ۳-۳ و ۴-۳ گفته شد می‌باشد. با توجه به سازوکار پراکندگی‌های موثر در این نمونه‌ها (شکل ۴-۳۶) ملاحظه می‌شود همان طور که انتظار می‌رود پراکندگی‌های ذاتی حامل‌ها (وابسته به فونون‌ها) تاثیری در تحرک پذیری الکترون‌ها در این نمونه‌ها نداشته باشند و تحرک گاز الکترونی عمدتاً تحت تاثیر عوامل غیرذاتی پراکندگی قرار گیرد. شایان ذکر است که در شکل ۴-۳۶ از پراکندگی IFR (ناهمواری سطح مشترک) برای سازگاری بین داده‌های تجربی و نظری استفاده کرده‌ایم. این سازوکار از تفاضل داده‌های تجربی و نظری بدست آمده است.



شکل ۴-۳۶: نتایج بررسی نظری وابستگی تحرک گاز الکترون دو بعدی به تراکم الکترونی در نمونه ۱ ( $x=0.25$ )، (الف) نمونه ۲ ( $x=0.15$ ) در طی فرآیند فوتورسانش پایدار. (ب)

در شکل ۴-۳۶-الف در تراکم‌های کمتر از  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  پراکندگی دررفتگی‌ها به همراه سهم اندکی از ناخالصی‌های بخشنده‌های از راه دور کنترل تحرک الکترونی را بر عهده دارند. اما در تراکم‌های بالاتر از آن مقدار تحرک الکترونی توسط سه سازوکار شامل: دررفتگی‌ها، ناخالصی‌های دهنده‌های از راه دور و ناهمواری‌های سطح مشترک محدود می‌شود. همان طور که از شکل ۴-۳۶-ب دیده می‌شود، به ازای  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} < n_s$  سازوکار پراکندگی دررفتگی‌ها سهم غالب را در کنترل تحرک بر عهده دارد. برای تراکم‌های بیشتر از این، پراکندگی دررفتگی و ناهمواری سطح مشترک به همراه سهمی از ناخالصی‌های یونیده بخشنده‌های از راه دور تحرک الکترونی را محدود می‌کنند. کمیت برازشی بدست آمده از این محاسبات در جدول ۴-۱۲ ارائه شده است. با توجه به این نتایج ملاحظه می‌شود که با کاهش کسر مولی آلومینیوم در نمونه ۲، تراکم دررفتگی‌ها کاهش یافته و منجر به تحرک پذیری بالاتری در این نمونه نسبت به نمونه ۱ شده است.

جدول ۴-۱۲: پارامتر برازشی محاسبه شده در نمونه‌های بیکی و همکاران [۵۴].

نمونه	$N_{\text{dis}}(\text{cm}^{-2})$
Sample 1 (x=0.25)	$8/5 \times 10^8$
Sample 2 (x=0.15)	$5 \times 10^8$

## نتیجه گیری

بررسی داده‌های تجربی تحرک الکترونی بر حسب تراکم الکترونی در طی فرآیند فوتورسانش پایدار در دمای پایین (۱/۶ K) در نمونه‌های  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$  [۵۴] نشانگر آن است که در نمونه ۱ (شکل ۴-۳۷-الف) به ازای  $x=0.25$  در گستره تراکم الکترونی  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} < n_s$  و در نمونه ۲ (شکل ۴-۳۷-ب) به ازای  $x=0.15$  در گستره تراکم الکترونی  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} < n_s$  سازوکار پراکندگی دررفتگی‌ها سهم غالب را در کنترل تحرک گاز الکترون دو بعدی بر عهده دارند. اما در تراکم‌های بالاتر از این مقادیر برای هر دو نمونه، تحرک حامل‌ها توسط سه سازوکار دررفتگی‌ها، ناخالصی‌های



بخشنده‌های از راه دور و ناهمواری‌های سطح مشترک محدود می‌شود. نتایج همچنین بیانگر آن است که با کاهش کسر مولی آلومینیوم در نمونه ۲، تراکم دررفتگی‌ها کاهش یافته و منجر به تحرک پذیری بالاتری در این نمونه نسبت به نمونه دیگر شده است.

## نتیجه گیری کلی

در این تحقیق ما به بررسی نظری خواص ترابری الکتریکی در مواد نانوساختار نیمرساناهای نیتروژندار در ساختارهای ناهمگون  $\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ،  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$ ،  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  و  $\text{AlInN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ،  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  و  $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{GaN}$  به ترتیب به نقش کسر مولی آلومینیوم در لایه سد  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ، تاثیر زیرلایه، تاثیر نوع لایه سد، تاثیر ضخامت لایه سد و تاثیر لایه جداکننده بر تراکم و تحرک پذیری گاز الکترون دو بعدی پرداختیم. معلوم شد که ساختار ناهمگون  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$  رشد داده شده بر روی زیرلایه  $\text{SiC}$  گزارش شده توسط ردوینگ و همکاران [۵۲] در بین ساختارهای ذکر شده دارای بیشترین مقدار تحرک گاز الکترونی در دمای  $20\text{ K}$  در حدود  $7500\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  می باشد که این تحرک گاز الکترون دو بعدی بالا را می توان به تطابق شبکه ای نزدیکتر زیرلایه  $\text{SiC}$  با لایه  $\text{GaN}$  نسبت داد. شایان ذکر است که این نمونه از میزان تراکم دررفتگی متوسط  $1/6 \times 10^9\text{ cm}^{-2}$  برخوردار است که این خود نیز دلیلی بر بالاتر بودن مقدار تحرک پذیری الکترونی در این نمونه می باشد.

## References

- [1] F. Shi. Nanowires: Fundamental Research, College of Physics & Electronics, Shandong Normal University, (2011).
- [2] Y. Taniyasu, M. Kasu. (2010) “Improved Emission Efficiency of 210-nm Deep-ultraviolet Aluminum Nitride Light-emitting Diode” NTT Technical Review, **8**.
- [3] C. Stampfl, C. G. Van de Walle. (1999) “Density-functional calculations for III-V nitrides using the local-density approximation and the generalized gradient approximation” Phys. Rev B, **59**, 5521-5535.
- [4] Z. G. Qian, W. Z. Shen, H. Ogawa, Q. X. Guo. (2004) “Experimental studies of lattice dynamical properties in indium nitride” J. Phys.: Condens. Matter., **16**, R381–R414.
- [5] Z. Dridi, B. Bouhafs, P. Ruterana. (2003) “First-principles investigation of lattice constants and bowing parameters in wurtzite  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ,  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  and  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$  alloys” Semicond. Sci. Technol, **18**, 850-856.
- [6] B. Monemar. (1974) “Fundamental energy gap of GaN from photoluminescence excitation spectra” Phys. Rev B, **10**, 676.
- [7] D. J. Chen, Y. Q. Tao, C. Chen, R. Zhang, Y. D. Zheng, M. J. Wang, B. Shen, Z. H. Li, G. Jiao, T. S. Chen. (2006) “Improved transport properties of the two-dimensional electron gas in AlGaN/GaN heterostructures by AlN surface passivation layer” Appl. Phys. Lett, **89**, 2104.
- [8] A. Saxler, P. Debray, R. Perrin, S. Elhamri, W. C. Mitchel, C. R. Elsass, I. P. Smorchkova, B. Heying, E. Haus, P. Fini, J. P. Ibbetson, S. Keller, P. M. Petroff, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, J. S. Speck. (2000) “Characterization of an AlGaN/GaN two-dimensional electron gas structure” J. Appl. Phys, **87**, 369-374.
- [9] M. Razeghi, A. Rogalski. (1996) “Semiconductor ultraviolet detectors” J. Appl. Phys, **79**, 7433-7473.
- [10] S. Vittoza, L. Rufer, G. Rehder, U. Heinle, P. Benkart. (2010), “Analytical and Numerical Modeling of AlGaN/GaN/AlN Heterostructure Based Cantilevers for Mechanical Sensing in Harsh Environments” Procedia Engineering, **5**, 91-94.

- [11] I. Akasaki, H. Amano. (2006) "Breakthroughs in improving crystal quality of GaN and invention of the p-n junction Blue-Light-Emitting Diode" JAPANESE JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, **45**, 9001-9010.
- [12] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyoku. (1996) "Continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well-structure laser diodes at 233 K" Appl. Phys. Lett, **69**, 3034.
- [13] S. K. O'Leary, B. E. Foutz, M. S. Shur, U. V. Bhapkar, L. F. Eastman. (1998) "MONTE CARLO SIMULATION OF ELECTRON TRANSPORT IN WURTZITE ALUMINUM NITRIDE" Solid State Communications, **105**, 621-626.
- [14] E. Arslan, S. Bütün, S. B. Lisesivdin, M. Kasap, S. Ozcelik, E. Ozbay. (2008) "The persistent photoconductivity effect in AlGaN/GaN heterostructures grown on sapphire and SiC substrates" J. Appl. Phys, **103**, 103701.
- [15] S. Gökden, R Tülek, A. Teke, J. H. Leach, Q. Fan, J. Xie, Ü. Özgür, H. Morkoc, S. B. Lisesivdin, E. Özbay. (2010) "Mobility limiting scattering mechanisms in nitride-based two-dimensional heterostructures with the InGaN channel" Semicond. Sci. Technol, **25**, 045024.
- [16] P. Tasli, S. B. Lisesivdin, A. Yildiz, M. Kasap, E. Arslan, S. Özcelik, E. Ozbay. (2010) "Well parameters of two-dimensional electron gas in  $\text{Al}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$  heterostructures grown by MOCVD" Cryst. Res. Technol, **45**, 133-139.
- [17] R. Tülek, A. Ilgaz, S. Gökden, A. Teke, M .K. Öztürk, M. Kasap, S. Ozçelik, E. Arslan, E. Ozbay. (2009) "Comparison of the transport properties of high quality AlGaN/AlN/GaN and AlInN/AlN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures" J. Appl. Phys, **105**, 013707.
- [18] S. Gökden. (2004) "Dislocation scattering effect on two-dimensional electron gas transport in GaN/AlGaN modulation-doped heterostructures" Physica E, **23**, 19-25.
- [19] A. Teke, S. Gökden, R. Tülek, J. H. Leach, Q. Fan, .J. Xie, Ü. Özgür, H. Morkoç, S. B. Lisesivdi, E. Özbay. (2009) "The effect of AlN interlayer thicknesses on scattering processes in lattice-matched AlInN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures" New Journal of Physics, **11**, 063031.

[20] O. Celik, E. Tiras, S. Ardali, S. B. Lisesivdin, E. Ozbay. (2012) "Determination of the LO phonon energy by using electronic and optical methods in AlGa<sub>x</sub>N/GaN" Cent. Eur. J. Phys, **10**, 485-491.

[21] S. B. Lisesivdin, A. Yildiz, N. Balkan, M. Kasap, S. Ozelik, E. Ozbay. (2010) "Scattering analysis of two-dimensional electrons in AlGa<sub>x</sub>N/GaN with bulk related parameters extracted by simple parallel conduction extraction method" J. Appl. Phys, **108**, 013712.

[22] D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B. K. Ridley, W. J. Schaff. (2004) "The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGa<sub>x</sub>N" Semicond. Sci. Technol, **19**, 427-432.

[23] R. Gaska, J. W. Yang, A. Osinsky, Q. Chen, and M. A. Khan, A. O. Orlov, G. L. Snider, M. S. Shur. (1998) "Electron transport in AlGa<sub>x</sub>N-GaN heterostructures grown on 6H-SiC substrates" Appl. Phys. Lett, **72**, 707-709.

[۲۴] اچ. ام. روزنبرگ، ۱۳۷۶، "فیزیک حالت جامد"، حسین عشقی، حسن عزیزی، چاپ اول، مرکز نشر دانشگاهی، تهران، ۱۵۴.

[25] J. Singh, Electronic and optoelectronic properties of semiconductor Structures, Cambridge university press, Cambridge, New York, (2003).

[26] W. D. Callister, D. G. Rethwisch, Fundamentals of Materials science and Engineering: an interagted approach, John Wiley and Sons, Inc, (2012).

[27] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, John Wiley and Sons, Inc, (2005).

[28] M. Fax, Introduction to Solid State Physics, John Wiley and Sons, Inc (2005).

[29] [https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum\\_well](https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum_well)

[30] I. Lo, J. K. Tsai, Li-Wei Tu, K. Y. Hsieh, M. H. Tsai, C. S. Liu, J. H. Huang, S. Elhamri, W. C. Mitchel, J. K. Sheu. (2002) "Piezoelectric effect on Al<sub>0.35-x</sub>In<sub>x</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN heterostructures" Appl. Phys. Lett, **80**, 2684.

[31] J. H. Davies, The Physics of Low dimensional Semiconductors: an introduction, Cambridge University Press, (1998).

- [32] K. Lee, M. S Shur, T. J Drummond and C. H Morko. (1983) "Low field mobility of 2d electron gas in modulation doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  layers" J. Appl. Phys, **54**, 6432-6438.
- [33] P. Harrison, Quantum Wells, Wires and Dots, The University of Leeds, UK, (2005).
- [34] S. O. Pillai, B. Sc. (Hons), M. Sc, Solid states physics, College of Engineering, Anna university, (1995).
- [35] H. Eshghi, PhD. Thesis. (2000) "Electron and Hole Transport in GaN and InGaN", Department of Physics, School of Physics and Chemistry, University of Surrey.
- [36] J. Z. Li, J. Y. Lin, H. X. Jianga, M. A. Khan. (1998) "Effects of persistent photoconductivity on the characteristic performance of an AlGa $\text{N}/\text{GaN}$  heterostructure ultraviolet detector" Appl. Phys. Lett, **72**, 2868-2870.
- [37] B. Shen, T. Someya, and Y. Arakawa. (2000) "Influence of strain relaxation of the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  barrier on transport properties of the two-dimensional electron gas in modulation-doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  heterostructures" Appl. Phys. Lett, **76**, 2746.
- [38] P. K. Basu, B. R. Nag. (1980) "Lattice scattering mobility of a two-dimensional electron gas in GaAs" Physical Review B, **22**, 4849.
- [39] P. J. Price, B. R. Nag. (1981) "Two-dimensional electron transport in semiconductor layers. I. Phonon scattering" Annals of Physics, **133**, 217-239.
- [40] B. K. Ridley. (1982) "The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures" Journal of Physics C: Solid State Physics, **15**, 5899-5917.
- [41] K. Hess. (1979) "Impurity and phonon scattering in layered structures" Applied Physics Letters, **35**, 484-486.
- [42] P. J. Price. (1981) "Two-dimensional electron transport in semiconductor layers II: Screening." Journal of Vacuum Science & Technology, **19**, 599-603.

- [43] S. Gökden, A. Ilgaz, N. Balkan, S. Mazzucato. (2004) “The effect of scattering mechanisms on the low field mobility in GaN/AlGaN heterostructures” *Physica E*, **25**, **86–92**.
- [44] S. Das Sarma, F. Stern. (1985) “Single-particle relaxation time versus scattering time in an impure electron gas.” *Physical review. B*, **32**, **8442**.
- [45] K. Rizwana Begum, N.S. Sankeshwar. (2014) “Phonon-limited electron mobility in III-nitride heterojunctions” *Diamond & Related Material*, **49**, **87–95**.
- [46] A. Asgari, M. Kalafi, L. Faraone. (2005) “The effects of GaN capping layer thickness on two-dimensional electron mobility in GaN/AlGaN/GaN heterostructures” *Physica E*, **25**, **431–437**.
- [47] R. Tülek, E. Arslan, A. Bayraklı, S. Turhan, S. Gökden, Ö. Duygulu, A. A. Kaya , T. Firat, A. Teke, E. Özbay. (2014) “The effect of GaN thickness inserted between two AlN layers on the transport properties of a lattice matched AlInN/AlN/GaN/AlN/GaN double channel heterostructure” *Thin Solid Films*, **551**, **146–152**.
- [48] S. L. Romyantsev, M. S. Shur, M. E. Levinshtein. (2004) “MATERIALS PROPERTIES OF NITRIDES. SUMMARY” *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, **14**, **1–19**.
- [49] B. Webb, H. Tang, J.A. Bardwell, P. Coleridge. (1999) “Growth of High Mobility AlGaIn/GaN Heterostructures by Ammonia-Molecular Beam Epitaxy” *Phys. stat. Sol. (a)*, **176**, **243-246**.
- [50] S. Contreras, W. Knap, Cz. Skierbiszewski, H. Alause, J.L. Robert, M. Asif Khan. (1997) “Observation of quantum Hall effect in 2D-electron gas confined in GaN/GaAlN heterostructure” *Materials Science and Engineering B*, **46**, **92-95**.
- [51] A. Bengi, S.B. Lisesivdin, M. Kasap, T. Mammadov, S. Ozcelik, E. Ozbay. (2010) “Analysis of defect related optical transitions in biased AlGaIn/GaN heterostructures” *Materials Science in Semiconductor Processing* **13**, **105–108**.
- [52] J. M. Redwing, M. A. Tischler, J. S. Flynn, S. Elhamri, M. Ahoujja, R. S. Newrock, W. C. Mitchel. (1996) “Two-dimensional electron gas properties of

AlGa<sub>x</sub>N/GaN heterostructures grown on 6H-SiC and sapphire substrates” Appl. Phys. Lett, **69**, 963-965.

[53] J. S. Xue, J. C. Zhang, W. Zhang, L. Li, F. N Meng, M. Lu, J. Ning, Y. H. Monemar. (2012) “Effects of AlN interlayer on the transport properties of nearly lattice-matched InAlN/GaN heterostructures grown on sapphire by pulsed metal organic chemical vapor deposition” Journal of Crystal Growth, **343**, 110-114.

[54] N. Biyikli, Ü. Özgür, X. Ni, Y. Fu, H. Morkoç, Ç. Kurdak. (2006) “Illumination and annealing characteristics of two-dimensional electron gas systems in metal-organic vapor-phase epitaxy grown Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/AlN/GaN heterostructures” J. Appl. Phys, **100**, 103702.



## Abstract

In this work we have theoretically investigated the electrical transport and electronic properties of two dimensional electron gas at the interface of different heterostructures related to the nitride semiconductors materials such as AlGaN/GaN, AlInN/GaN and ... . These calculations are mainly based on the Fermi-Dirac distribution and the Matthiessen's rule in the study of changes in the maximum electron density and two dimensional (2D) electron gas mobility as a function of temperature, respectively. Our theoretical analysis results indicate that in the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  structures:

- 1- As the mole fraction of aluminum (x) in the barrier layer increases not only the mobility of the 2D electron decreases as a result of the increment of the crystal dislocations, but also the sheet density of these carriers increases and this in turn leads to a larger internal electric field and narrower quantum well width.
- 2- Considering the effect of substrate, we found that the use of silicon carbide (with closer lattice match to GaN) instead of sapphire tend to the reduction of the crystal defects in the well therefore a higher 2D electron mobility.
- 3- In studying the influence of barrier layer thickness we found that by increasing the barrier thickness from a critical value (about 65-75 nm), the interface bonds of barrier and quantum well layers are relaxed. This phenomenon leads to the increment of the crystal dislocations density and reduction of the 2D electron gas mobility.
- 4- In investigating the effect of presence of spacer layer we found that the growth of this layer will tend to a lower crystal dislocations density, which in turn lead to higher 2D electron mobility.

**Keywords:** Nitride semiconductors, hetero-structure, triangular quantum well, two dimensional electron gas, electrical transport properties, scattering mechanisms, internal electric field, energy levels.



**Shahrood University of Technology**

**Faculty of Physics**

**A theoretical investigation on electrical transport  
properties in nanostructures nitride  
semiconductor materials**

**Atiyeh Ghelechi**

**Supervisor:**

**Dr. Hosein Eshghi**

**February 2016**