





دانشکده فیزیک

رشته فیزیک گرایش نانوفیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

ترابرد غیرخطی درسیم کوانتومی تحت تابش لیزر

نگارنده: مصطفی شیری

استاد راهنما:

دکتر سعید حسامی پيله رود

شهریور ۱۳۹۵

تقدیم به پدر و مادر عزیزم

به خاطر زحمات و حمایت های بی دریغشان

تقدیم به همسرم

که در سختی ها و دشواری های زندگی، همواره یاورمی دلسوز و فداکار و پشتیبانی محکم و مطمئن برایم

بود.

تقدیم به پسرم: متین

که امید بخش جانم است و آسایش او آرامش من است.

مشکر و سپاس بی پایان مخصوص خدایی است که بشر را آفریده و به او قدرت اندیشیدن
داده و توانایی های بالقوه در وجود انسان قرار داده و او را امر به تلاش و کوشش نموده و
راه‌نمایی را برای هدایت بشر فرستاد.

پس از ارادت خاضعانه به درگاه خداوند بی همتا، از زحمات فراوان استاد بزرگوارم جناب
آقای دکتر سعید حسامی پیله رود، که باره‌نمایی های بی چشمداشتشان بسیاری از سختی‌ها را برایم
آسانتر نمودند، مشکرمی نمایم و موفقیت و سربلندی ایشان را از درگاه احدیت خواهانم.

چکیده

با توجه به توسعه فناوری و فراهم آمدن امکان بهره‌برداری از ساختارها و قطعاتی در ابعاد نانو از قبیل چاه‌ها، سیم‌ها و نقاط کوانتومی و نیز با گسترش سریع در توسعه و کاربرد منابع لیزر توان بالا و فرکانس تنظیم‌پذیر همچون لیزرهای الکترون آزاد، بررسی خواص تراپردی و اپتیکی در نانو ساختارهای تحت تابش الکترومغناطیسی تراهرتز عملی شده است. بنابراین به جهت فراهم آوردن درک عمیق از نتایج حاصل از مطالعات تجربی و توسعه کاربرد، بررسی نظری همه جانبه دستگاه‌های مذکور اجتناب‌ناپذیر است.

در این پژوهش تراپرد غیر خطی و خواص نوری یک سیم کوانتومی نیم‌رسانای شبه دویعدی که تحت تابش شدید لیزر واقع شده است بررسی می‌گردد. ابتدا با حل معادلات ترازمندی تکانه و انرژی با استفاده از رهیافتی مبتنی بر معادله بولتزمن درحالت پایا و لحاظ نمودن برهمکنش بین الکترون‌ها و فونون‌ها، زمان واهلش تکانه، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون برای سیم کوانتومی شبه یک-بعدی بدست می‌آوریم. سپس با استفاده از نتایج، بستگی آهنگ گذار الکترونی، دمای الکترونی، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون به شدت و فرکانس تابش الکترومغناطیس و دمای ماده برای نمونه $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ نامتجانس بررسی می‌شود.

واژگان کلیدی: تراپرد، معادله بولتزمن، تابش تراهرتز، سیم کوانتومی، برهمکنش الکترون-فوتون-فونون نوری

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

۱- شیری، مصطفی؛ حسامی پيله رود، سعید؛ (۱۳۹۵)؛ «تحرک پذیری الکترونی در گاز الکترونی شبه دویعدی تحت تابش تراهرتز»، بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی.

۲- شیری، مصطفی؛ حسامی پيله رود، سعید؛ (۱۳۹۵)؛ «مطالعه نظری رسانندگی در $Al_xGa_{1-x}As$ / GaAs نامتجانس تحت تابش لیزر»، بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی.

فهرست مطالب

ذ	فهرست شکل‌ها و جداول
۱	فصل اول: مقدمه
۹	فصل دوم: تعاریف
۱۰	۱-۲: فناوری نانو
۱۱	۲-۲: نیمرساناها
۱۳	۲-۲-۱: مواد نیمرسانا
۱۴	۲-۲-۲: ساختار نوار انرژی
۱۶	۲-۲-۳: ساختارهای نامتجانس
۱۷	۲-۲-۴: نانو ساختارهای نیمرسانا
۲۰	۲-۳: چگالی حالت‌ها
۲۲	۲-۴: جرم مؤثر
۲۴	۲-۵: پدیده تراهرتز
۲۵	۲-۶: معادله ترابرد بولتزمن
۲۷	۲-۷: برهمکنش الکترون-فونون
۳۱	فصل سوم: ترابرد غیر خطی در گاز الکترون دو بعدی تحت تابش لیزر
۳۲	۳-۱: مقدمه
۳۳	۳-۲: معرفی دستگاه و رهیافت نظری

۳-۳	: برهمکنش الکترون با فونون طولی نوری	۳۵
۴-۳	: معادله های ترازمندی انرژی و تکانه	۳۷
۵-۳	: نتایج برای گاز الکترون دو بعدی	۳۹
فصل چهارم: ترابرد غیرخطی در سیم کوانتومی تحت تابش لیزر		
۴-۱	: مقدمه	۴۸
۴-۲	: معادله جرم مؤثر	۴۹
۴-۳	: برهمکنش الکترون-فونون	۵۱
۴-۴	: معادله های ترازمندی انرژی و تکانه	۵۷
۴-۵	: $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ نامتجانس	۶۳
۴-۶	: نتایج و بحث در نتایج	۶۵
فصل پنجم: نتیجه گیری و پیشنهادات برای ادامه تحقیقات		
	: پیشنهادات برای ادامه تحقیقات	۸۴
	: منابع	۸۵

فهرست شکل‌ها و جداول

- شکل ۱-۲: وابستگی دمایی مقاومت ویژه در نیمرساناها ۱۲
- شکل ۲-۲: مواد نیمرسانا ۱۴
- شکل ۲-۳: ساختار نواری فلز، نیمرسانا، عایق ۱۵
- شکل ۲-۴: ساختار نیمرساناهای نامتجانس ۱۶
- شکل ۲-۵: انرژی شکاف نواری برحسب ثابت شبکه را برای نیمرسانای ترکیبی III-V ۱۷
- شکل ۲-۶: تصویر TEM از سیم کوانتومی GaAs ۱۹
- شکل ۲-۷: مراحل ساخت سیم کوانتومی یا نقطه کوانتومی بوسیله لیتوگرافی باریکه مولکولی ۲۰
- شکل ۲-۸: چگالی حالت‌ها بر حسب انرژی و رابطه آن برای مواد ۲۱
- شکل ۲-۹: ساختار نوار انرژی GaAs ۲۳
- شکل ۲-۱۰: طیف امواج الکترومغناطیسی ۲۴
- شکل ۲-۱۱: تأثیر مکانیزم‌های پراکندگی مختلف بر رسانندگی بر حسب دما ۲۹
- شکل ۳-۱: تحرک پذیری بر حسب شدت تابش برای دمای ۹۰ کلوین برای فرکانس‌های مختلف ۳۹
- شکل ۳-۲: دمای الکترونی بر حسب شدت تابش برای دمای ۹۰ کلوین برای فرکانس‌های مختلف ۴۰
- شکل ۳-۳: وارون زمان واهلش بر حسب شدت تابش برای دمای ۹۰ کلوین برای فرکانس‌های مختلف ۴۰
- شکل ۳-۴: تحرک پذیری بر حسب شدت تابش برای دمای ۱۰ کلوین برای فرکانس‌های

- مختلف ۴۱
- شکل ۳-۵: تحرک پذیری بر حسب شدت تابش برای دماهای مختلف در فرکانس ثابت ۴۱
- شکل ۳-۶: دمای الکترونی بر حسب شدت تابش برای دماهای مختلف در فرکانس ثابت ۴۲
- شکل ۳-۷: وارون زمان واهلش بر حسب شدت تابش برای دماهای مختلف در فرکانس ثابت ۴۲
- شکل ۳-۸: رسانندگی بر حسب شدت تابش برای چگالی‌های الکترونی‌های مختلف در فرکانس ثابت ۴۳
- شکل ۳-۹: دمای الکترونی بر حسب شدت تابش برای چگالی‌های الکترونی‌های مختلف در فرکانس ثابت ۴۳
- شکل ۳-۱۰: وارون زمان واهلش بر حسب شدت تابش برای چگالی‌های الکترونی مختلف در فرکانس ثابت ۴۴
- شکل ۴-۱: آهنگ‌گذار الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی در فرکانس‌های تابشی مختلف ۶۶
- شکل ۴-۲: آهنگ‌گذار الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی در دماهای مختلف ۶۶
- شکل ۴-۳: آهنگ‌گذار الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی در فرکانس‌های محدودکننده مختلف ۶۷
- شکل ۴-۴: آهنگ‌گذار الکترونی بر حسب انرژی الکترون در شدت‌های تابش مختلف ۶۸
- شکل ۴-۵: آهنگ‌گذار الکترونی بر حسب انرژی الکترون در دماهای مختلف ۶۹
- شکل ۴-۶: آهنگ‌گذار الکترونی بر حسب انرژی جنبشی الکترون در فرکانس‌های محدودکننده مختلف ۶۹
- شکل ۴-۷: آهنگ‌گذار الکترونی بر حسب انرژی جنبشی الکترون در فرکانس‌های تابشی

مختلف _ ۷۰

شکل ۴-۸: نمودار دمای الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی برای فرکانس‌های تابشی

مختلف _ ۷۱

شکل ۴-۹: نمودار وارون زمان واهلش بر حسب شدت میدان تابشی برای فرکانس‌های تابشی

مختلف _ ۷۲

شکل ۴-۱۰: نمودار قسمت حقیقی رسانندگی بر حسب شدت میدان تابشی برای فرکانس‌های

تابشی مختلف _ ۷۲

شکل ۴-۱۱: نمودار آهنگ اتلاف انرژی الکترون بر حسب شدت میدان تابشی برای

فرکانس‌های تابشی مختلف _ ۷۳

شکل ۴-۱۲: نمودار دمای الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی برای دماهای مختلف نمونه

..... ۷۵

شکل ۴-۱۳: نمودار وارون زمان واهلش بر حسب شدت میدان تابشی برای دماهای مختلف

نمونه _ ۷۵

شکل ۴-۱۴: نمودار قسمت حقیقی رسانندگی بر حسب شدت میدان تابشی برای دماهای

مختلف نمونه _ ۷۶

شکل ۴-۱۵: نمودار آهنگ اتلاف انرژی الکترون بر حسب شدت میدان تابشی برای دماهای

مختلف نمونه _ ۷۶

شکل ۴-۱۶: نمودار دمای الکترونی بر حسب شدت تابش برای نیمرسانای دوبعدی (2DSS) و

سیم کوانتومی (QWire) در دما و فرکانس ثابت _ ۷۸

شکل ۴-۱۷: نمودار وارون زمان واهلش بر حسب شدت تابش برای نیمرسانای دوبعدی

۷۸..... (2DSS) و سیم کوانتومی (QWire) در دما و فرکانس ثابت _

شکل ۴-۱۸: نمودار رسانندگی بر حسب شدت تابش برای نیمرسانای دوبعدی (2DSS) و

سیم کوانتومی (QWire) در دما و فرکانس ثابت _ ۷۹.....

شکل ۴-۱۹: نمودار آهنگ اتلاف انرژی الکترون بر حسب شدت تابش برای نیمرسانای

دوبعدی (2DSS) و سیم کوانتومی (QWire) در دما و فرکانس ثابت _ ۷۹.....

جدول ۱-۲: مقاومت ویژه مواد در دمای اتاق _ ۱۱.....

فصل اول

مقدمه

امروزه همه ما از ابزارهای الکترونیکی جدید در زندگی روزمره خود، خواه مستقیم یا غیر مستقیم یا با آگاهی یا بدون آگاهی، استفاده می‌کنیم، این ابزارها تغییرات بسیاری را در زندگی انسان ها در طی پنجاه سال اخیر ایجاد کرده‌اند.

از اواخر قرن بیستم علم نانو و فناوری نانو بطور سریع در حال پیشرفت بوده و باعث پیشرفت در زمینه های فراوانی همچون الکترونیک، شیمی، مواد و نیمرساناها، زیست و اپتوالکترونیک شده است. مؤثرترین این پیشرفت ها در زمینه نیمرساناها می باشد [۱].

آغاز هزاره سوم همزمان شد با چیزی که از آن به عنوان عصر اطلاعات یاد می‌شود. تبادل سریع اطلاعات به یکی از مهمترین فعالیت های جامعه کنونی تبدیل شده است، چنین امکانی با پیشرفت فناوری ترکیب کامپیوتر و ارتباطات راه دور نتیجه شده است. پایه و اساس این فناوری ها، سخت افزار مبتنی بر نیمرساناست که ابزارهای ضروری برای پردازش، انتقال و نمایش اطلاعات را فراهم می‌کند.

پیشرفت های قابل ملاحظه در فناوری کامپیوتری، عمدتا از کوچک سازی مدارهای مجتمع بر پایه نیمرساناها نتیجه می‌شود. هر کدام از نسل های جدید مدارهای مجتمع عملکردی بهتر با هزینه ای کمتر را فراهم می‌کند. بطوری که کامپیوتر های جدید می‌توانند مقادیر زیادی اطلاعات را در زمانی کوتاه پردازش کنند.

در زمینه نمایش اطلاعات نیز پیشرفت های فراوانی حاصل شده است. فناوری های جدید همچون صفحه نمایش های تخت به کاربر در تفسیر و فهم اطلاعات مبادله شده کمک می کنند.

در فناوری های ذکر شده، ابزارهای نیمرسانا نیازمند عمل کردن در میدانهای الکتریکی متناوب قوی هستند [۲].

با ظهور تکنیک های مدرن رشد نیمرسانا همچون روآراستی باریکه مولکولی¹ (MBE) امکان

¹ Molecular Beam Epitaxy

رشد ساختارهای مصنوعی از مواد مختلف با لایه‌ای با عرض چند نانومتر فراهم شده است. با طراحی - های عرضی دیگر بر روی این لایه ها بوسیله لیتوگرافی باریکه الکترونی^۲ یا تکنیک های حکاکی یا لیتوگرافی دیگر (همچون باریکه یونی، اشعه ایکس، میکروسکوپ تونل زنی پویشی) می‌توان محدودیت کوانتومی عرضی در محدوده ۱۰ نانومتر ایجاد کرد. بنابراین امکان طراحی و ساخت ساختارهای نیم‌رسانا با دو بعد در مقیاس اندازه اتمی، یعنی سیم‌های کوانتومی، فراهم شده است. این به ما قابلیت های بی نظیر برای ساخت ابزارهایی با خواص نوری و الکتریکی فوق‌العاده را می‌دهد.

فهم نظری ترابرد الکترونی در چنین نانوساختارهایی اهمیت فراوانی برای کاربردهای آینده دارد [۳]. خواص ترابرد الکترونی در جامدات به‌شدت متأثر از ابعاد سیستم است و بررسی های تجربی و نظری فراوانی بر روی خواص ترابری در نانوسیم‌ها، نانولوله ها، نقاط کوانتومی و ... انجام شده است [۴].

از سال ۱۹۵۰ تاکنون فیزیکدان ها نظریه های ترابرد بسیاری را بر پایه کوانتوم و مکانیک آماری بس ذره ای پیشنهاد کرده‌اند و از تکنیک های ابداعی همچون عملگرهای ویژه، انتگرال های مسیر، توابع همبستگی، بسط نمودار فاینمن، توابع گرین نامتعادل، توابع توزیع ویگنر و ... استفاده کرده‌اند.

این نظریه ها موفقیتی بزرگ بوده اند، اما اغلب رعایت دقت دشوار است و به نظر می‌رسد که تعداد کمی از آنها یک دینامیک ترابرد ساده دربردارنده مکانیزم های پراکندگی واقعی را در یک نیم‌رسانا، ارایه داده باشند.

در طول سالیان، معادلات بولتزمن گونه برای تابع توزیع ذرات میکروسکوپی تقریباً تنها ابزار نظری قادر به تولید اطلاعات کاربردی در یک ابزار بوده است. به عنوان یک توصیف آماری اما کامل از ترابرد حامل، تابع توزیع می‌تواند از معادله بولتزمن تحت شرایط میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی و

² *Electron Beam Lithography*

پراکندگی‌های ناخالصی و فونون بدست آید و سپس تمام کمیت‌های ترابرد محاسبه می‌شود.

در عمل حل معادله انتگرال دیفرانسیل بولتزمن برای مکانیزم پراکندگی واقعی به خصوص در حضور برهمکنش الکترون-الکترون، کاری بسیار سخت می‌باشد.

با توسعه ظرفیت‌های محاسباتی مدرن، از تکنیک‌های عددی همچون مونت کارلو در محاسبات ترابرد استفاده می‌شود. این تکنیک‌های عددی جواب عددی معادله بولتزمن با تقریب‌های کمتر را می‌دهد و امروزه به ابزاری قدرتمند و مفید در بررسی ترابرد نیم‌رساناها و مدل‌سازی ابزار تبدیل شده‌اند. به هر حال روش‌های عددی دارای کاستی‌هایی در ارایه بینش فیزیکی و تحلیل سیستماتیک هستند و نمی‌توانند جایگزین یک نظریه تحلیلی یا شبه تحلیلی شوند.

در سال ۱۹۸۴، سی.اس.تینگ^۳ و ایکس.ال.لی^۴ طرح معادله ترازمندی بر پایه جدایی مکانیک یکپارچه حرکت تمامی سیستم حامل (مرکز جرم) از حرکت‌های آماری تک تک حامل‌ها را پیشنهاد دادند و یک نظریه ترابرد با استفاده از سرعت متوسط حامل به عنوان پارامتر کنترل، توسعه دادند.

برخلاف نظریه‌های پاسخ دینامیکی موجود (همچون نظریه بولتزمن گونه) که در آن چگالی جریان و کمیت‌های دیگر ترابرد از تابع توزیع بدست آمده به عنوان پاسخ به میدان الکتریکی اعمالی محاسبه می‌شوند، در نظریه معادله ترازمندی، میدان الکتریکی منجر به ترازمندی نیروی اصطکاک برای سرعت سوق حامل داده می‌شود. بنابراین مشخصه ترابرد (همچون مقاومت) به عنوان تابعی از سرعت سوق یا چگالی جریان بدست می‌آید.

از دید نظری، تابع توزیع جواب معادله بولتزمن در حضور میدان‌های خارجی خواهد بود، که اگر این جواب بصورت دقیق بدست آید، تمامی کمیت‌های ترابرد را می‌توان بطور مستقیم از آن بدست

³ C. S. Ting

⁴ X. L. Lei

آورد. ولی نکته این است که حل دقیق معادله ترابرد بولتزمن بسیار دشوار است و هدف از استفاده از معادلات ترازمندی انرژی و تکانه اجتناب از حل معادله بولتزمن است. در واقع اطلاعات ترابرد در ساختار معادلات ترازمندی در نظر گرفته می شوند و امکان بکارگیری تابع توزیعی تقریبی با ساختاری ساده تر فراهم می شود.

به دلیل مشکلات فنی، اغلب از برهمکنش الکترون-الکترون، که می تواند اهمیتی حیاتی داشته باشد، در اکثر رفتارهای ترابرد صرف نظر می شود. در نظر گرفتن این برهمکنش ها منجر به پیچیدگی های قابل توجهی می شود. با این حال ساده سازی قابل توجهی در حالت برهمکنش های الکترون-الکترون به اندازه کافی بزرگ، صورت گرفته است تا گرمایش سریع حامل ها در محدوده حالت ترابرد سوقی القا شود. این امکان شرح شبه تحلیلی ترابرد در حد پراکندگی الکترون-الکترون قوی را در نظریه معادله ترازمندی ایجاد می کند.

رهیافت معادله ترازمندی، با توجه به سادگی و اثر بخشی اش، به یک ابزار مفید برای رویارویی با پدیده ترابرد واقعی در نیمرساناها تبدیل شده است و یک رویافت اساسی قابل اطمینان برای توسعه نظریه ها، مدل سازی ابزارها و توضیح آزمایشات فراهم می کند [۵-۹].

در یک نیمرسانای قطبی مثل GaAs و در حضور میدان های قوی، الکترون ها در سیستم گرم خواهند شد و برهمکنش های الکترون-فونون، کانال اصلی برای واهلش الکترون های برانگیخته خواهد بود. در یک سیستم نیمرسانای دوبعدی رشد یافته به روش روآراستی باریکه مولکولی (MBE)، الکترون ها در محدوده ای در مقیاس نانومتر محبوس هستند، بنابراین انرژی های مورد توجه دستگاه از مرتبه میلی الکترون ولت هستند. در نیمرساناهای قطبی مثل GaAs، الکترون ها با فونون ها نسبت به فوتون ها با شدت بیشتری برهمکنش می کنند، بنابراین سهم برهمکنش الکترون فونون در رسانش و تحرک پذیری بسیار بیشتر خواهد بود [۱۰].

از طرفی با توسعه و کاربرد تکنولوژی هایی مثل لیزر الکترون آزاد (FEL)^۵، بررسی ترابرد و خواص اپتیکی نیمرساناهای تحت تابش میدانهای الکترومغناطیسی تراهرتز^۶ (تقریباً معادل با انرژی 4.1 meV) عملی شده است. لذا با امید به حصول و کنترل بهینه ویژگی های کاربردی جدید نانوساختار های نیمرسانا تحت تابش تراهرتز، مطالعات گسترده ای انجام می شوند. به عنوان نمونه اندازه گیری های تجربی گواه آن است که در ترابرد الکترونی در یک سیستم نیمرسانای شبه دو بعدی تحت تابش تراهرتز، در پی گسیل فونون های طولی نوری^۷ و اتلاف انرژی ناشی از آن، رسانندگی از رابطه رسانندگی درود^۸ تبعیت نمی کند [۱۱]. برهمکنش های فونونی از قبیل پراکندگی های الکترون-فونون نقشی اساسی در تحرک الکترونی ایفا نموده لذا بررسی نرخ پراکندگی الکترون با فونون نوری در مطالعه ترابرد الکترونی در یک سیستم نیمرسانای تحت تابش حائز اهمیت بسیاری است. به عنوان مثالهایی از مطالعات نظری انجام پذیرفته در ارتباط با پراکندگی های فونونی تحت تابش، می توان به مطالعه اثر تابش تراهرتز بر روی ترابرد الکترونی در نیمرسانای دو بعدی و محاسبه تحرک پذیری و دمای الکترونی [۷]، محاسبه مقاومت و جذب نوری در گاز الکترون دو بعدی [۱۲] و ترابرد الکترونی تحت تابش تراهرتز در حضور میدان های الکتریکی و مغناطیسی قوی [۹]، اشاره نمود.

توسعه و کاربرد ابزارهای الکترونیکی و نوری سرعت بالای ساخته شده از نیمرساناهای نامتجانس نیازمند فهم بهتر ترابرد در میدان های بالا و متناوب است و نیز از آنجا که ابزارهای سرعت بالا در ناحیه تراهرتز کار می کنند، فهم ترابرد در این ناحیه دارای اهمیت فراوانی است [۱۳].

در این پژوهش ترابرد غیرخطی و خواص نوری یک سیتم کوانتومی شبه دو بعدی که تحت تابش لیزر واقع شده است بررسی می گردد. با حل معادلات ترازمندی تکانه و انرژی و با استفاده از رهیافتی مبتنی بر معادله بولتزمن در حالت پایا و لحاظ نمودن برهمکنش بین الکترون ها و فونونها، بستگی

⁵ free-electron laser

⁶ Terahertz

⁷ longitudinal optical (LO) phonons

⁸ Drude

رسانندگی سیم به شدت و فرکانس تابش الکترومغناطیس مطالعه می گردد.

این پایان نامه در پنج فصل گردآوری شده است. در فصل دوم مفاهیم اولیه همچون فناوری نانو، نانو ساختارهای نیم رسانا، و معادله بولتزمن مورد بررسی قرار می گیرد. در فصل سوم ترابرد در گاز الکترون دوبعدی بررسی می شود. در فصل چهارم ترابرد غیرخطی و خواص نوری یک سیم کوانتومی شبه دوبعدی که تحت تابش میدان الکترومغناطیسی قوی واقع شده است بررسی می گردد. ابتدا با استفاده از معادله جرم مؤثر تابع موج دستگاه محاسبه می شود و سپس با استفاده از هامیلتونی فروهلیچ⁹ و قاعده طلایی فرمی¹⁰، آهنگ گذار الکترون از حالتی به حالت دیگر محاسبه می شود و سپس با بدست آوردن معادلات ترازمندی انرژی و تکانه با رهیافتی مبتنی بر معادله ترابرد بولتزمن، زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون را برای سیم کوانتومی شبه دوبعدی بدست می آید. در انتها محاسبات عددی را برای $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ نامتجانس انجام می گردد و بر روی نتایج بدست آمده بحث می شود.

⁹ Frohlich

¹⁰ Fermi's golden rule

فصل دوم

تعاریف

۲-۱: فناوری نانو^{۱۱}

پیشوند نانو در عبارت نانوفناوری به معنی یک میلیاردم است. نانوفناوری با ساختارهای مختلف ماده که حداقل در یک راستا دارای ابعادی از مرتبه نانومتر هستند سروکار دارد.

فناوری نانو یک لغت جدید است ولی یک علم جدید نیست. نقطه شروع و توسعه اولیه فناوری نانو به طور دقیق مشخص نیست. شاید بتوان گفت که اولین فناوران نانو شیشه گران قرون وسطایی بوده اند که شیشه های آنها حاوی فلزاتی با اندازه نانو بوده است. با ورود به قرن بیستم و بخصوص در نیمه دوم آن سرعت رشد و پیشرفت در علوم و فناوری نانو بطور چشم گیری افزایش می یابد. اولین بار ایده فناوری نانو توسط ریچارد فاینمن^{۱۲} در سال ۱۹۵۹ در یک سخنرانی در گردهمایی انجمن فیزیک آمریکا^{۱۳}، با عنوان «فضای زیادی در سطوح پایین وجود دارد»^{۱۴} مطرح شد. وی در این سخنرانی پیش بینی هایی نظیر خطوط حکاکی شده با پهنای چند اتم و مدارهای ریز در رایانه ها را انجام داده بود که امروز آنها به واقعیت تبدیل شده اند [۱۴].

فناوری نانو یعنی توانایی دستکاری در چینش اتم ها و مولکول ها برای ساخت مواد نانو ساختار که در دنیای واقعی کاربرد دارند.

فناوری نانو شامل ساخت و کاربرد سیستم های فیزیکی، شیمیایی و زیستی در مقیاس های اتمی و مولکولی تا حدود ۱۰۰ نانومتر و نیز کاربرد این نانو ساختارها در سیستم های بزرگتر است [۴].

فناوری نانو بسیار وسیع است و مربوط به رشته های مختلف علمی است، به بیان دیگر فناوری نانو خود به تنهایی علم نیست بلکه با استفاده از آن می توان به کاربردی کردن علوم مختلف کمک کرد. توسعه تحقیقات در علم و مهندسی نانو باعث پیشرفت در زمینه های مختلف مثل ساخت مواد

¹¹ Nanotechnology

¹² Richard Feynman

¹³ American Physical Society (APS)

¹⁴ *There is Plenty of Room at the Bottom*

نوبن، الکترونیک، پزشکی و سلامت، انرژی و محیط، بیوتکنولوژی، فناوری اطلاعات، امنیت و... شده است [۴].

در فناوری نانو صحبت از ریز شدن است که باعث اصلاح و تغییر خواص مواد می‌شود. نانو یک مقیاس جدید در فناوری ها و یک رویکرد جدید در تمام رشته هاست و این توانایی را به بشر می دهد تا دخالت خود را در ساختار مواد گسترش دهد و در ابعاد بسیار ریز به طراحی و ساخت دست بزند و در تمام فناوری هایی که بشر در حال حاضر به آن ها دست یافته ، اثر بگذارد [۱۵].

۲-۲: نیمرساناها

اگر اجسام جامد را برحسب رسانندگی دسته بندی کنیم می‌توانیم سه دسته متمایز داشته باشیم . فلزات^{۱۵} ، نیمرساناها^{۱۶} ، و عایق ها^{۱۷} . مقاومت ویژه فلزات بسیار کم و عایق ها بسیار زیاد است برای نیمرسانا ، چنان که از اسم شان پیداست مقاومت ویژه چیزی بینابین دو حد فلز و عایق است، در جدول زیر محدوده مقاومت ویژه اجسام داده شده است [۱۶] .

جدول ۲-۱: مقاومت ویژه مواد در دمای اتاق [۱۶]

Material	ρ (Ωcm)
Insulators	$\sim 10^{14}$
Macor (ceramic)	
SiO ₂ (quartz)	
Al ₂ O ₃ (sapphire)	
Semiconductors	$10^{-2} - 10^9$
Metals	$\sim 2 \times 10^{-6}$
Cu	1.7×10^{-6}
Al	2.6×10^{-6}
Au	2.2×10^{-6}

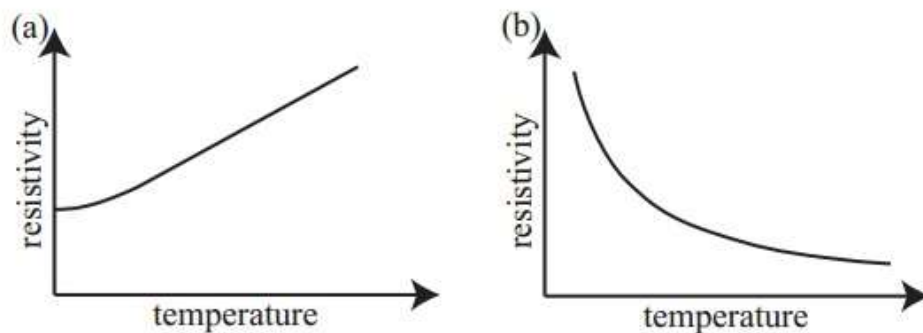
¹⁵ Metals

¹⁶ Semiconductors

¹⁷ Insulator

در زندگی ما یا بهتر بگوییم در قدم گذاشتن بشر به عصر دیجیتال و فیزیک و الکترونیک نوین، نیمرساناها نقش تاریخی ایفا کرده‌اند. شاید بتوان مهمترین رخداد در تاریخچه نیمرساناها را، کشف ژرمانیم در سال ۱۹۴۸ دانست که باعث توسعه سریع فناوری های مدرن بر پایه نیمرساناها شد که در حال حاضر نیز ادامه دارد [۱۷]. امروزه نیمرساناها در دستگاه‌های گوناگونی یافت می‌شود، اساس ساخت پردازشگرها، ریزپردازنده ها و اکثر دستگاه‌های الکترونیکی نیمرساناست و مهمترین کاربردهای نیمرساناها در ترانزیستورها، دیودها و لیزرها است.

یکی از ویژگی‌های جالب مواد نیمرسانا، که آنها را از مواد رسانا متمایز می‌کند، چگونگی تغییر مقاومت ویژه الکتریکی آنها با تغییرات دما است. برخلاف رسانا، در نیمرسانا افزایش دما موجب کاهش مقاومت ویژه الکتریکی نیمرسانا می‌شود و نیز وابستگی دمایی مقاومت ویژه فلزات ضعیف و خطی است ولی وابستگی دمایی مقاومت ویژه نیمرساناها نمایی است .



شکل ۱-۲: وابستگی دمایی مقاومت ویژه در (a) فلز (b) نیمرسانا [۱۶].

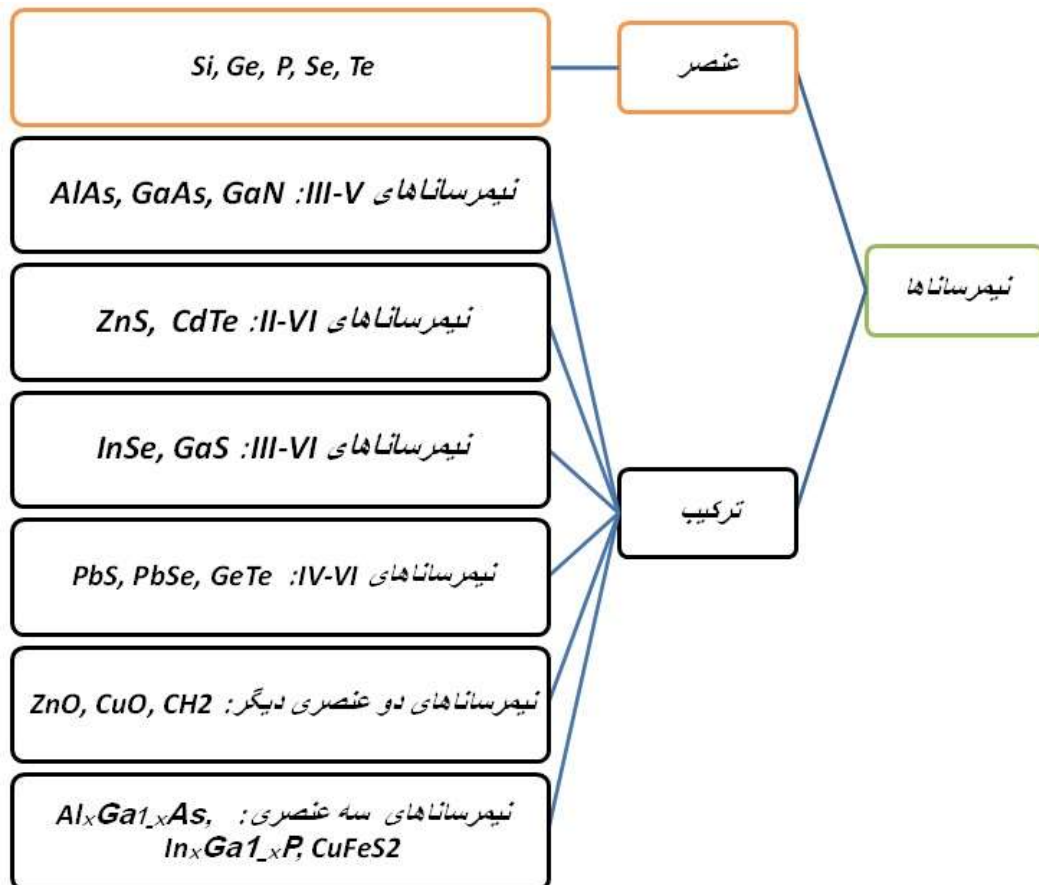
علاوه بر افزایش دما، با اضافه کردن مقادیر کمی ناخالصی به ماده‌ی نیمرسانا (که به این فرایند آلاینش^{۱۸} گفته می‌شود) نیز می‌توان تعداد حاملان بار الکتریکی را به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش داد. منظور از ناخالصی، اتم‌های غیرهم‌جنس با اتم‌های نیمرسانا است. نیمرسانایی را که به آن اتم‌های ناخالصی اضافه شده است، نیمرسانای غیرذاتی می‌نامند و به نیمرسانایی که ناخالصی نداشته باشد،

¹⁸ Doping

نیمرسانای ذاتی می‌گوییم. آرایش نیمرسانا به دو روش مختلف انجام می‌شود. یک روش آن است که اتم ناخالصی یک الکترون ظرفیت بیشتر از اتم‌های نیمرسانای ذاتی داشته باشد و روش دیگر آن است که اتم ناخالصی یک الکترون ظرفیت کمتر از اتم‌های نیمرسانای ذاتی داشته باشد. به منظور درک بیشتر اهمیت آرایش نیمرسانا و تأثیر آن بر میزان رسانایی الکتریکی نیمرسانا یک مثال ذکر می‌کنیم. در هر سانتی‌متر مکعب از نیمرسانای ذاتی سیلیسیوم تقریباً 10^{10} حامل بار الکتریکی وجود دارد. با افزودن تعداد 10^{15} ناخالصی از جنس اتم آنتیموان (Sb)، مقاومت ویژه‌ی الکتریکی نیمرسانا از 2×10^{15} اهم سانتی‌متر به ۵ اهم سانتی‌متر کاهش می‌یابد. به بیان دیگر با افزودن مقادیری ناخالصی به نیمرسانا، مقاومت ویژه‌ی نیمرسانای غیرذاتی تشکیل شده به اندازه‌ی 4×10^4 برابر کاهش می‌یابد، که مقدار قابل ملاحظه‌ای است.

۱-۲-۲: مواد نیمرسانا

مواد نیمرسانا فراوان و متنوع اند. نیمرسانا می‌تواند بصورت عنصر یا ترکیب باشد. سیلیکون (Si)، ژرمانیوم (Ge)، فسفر (P)، گوگرد (S)، سلنیوم (Se) و تلوریوم (Te) نیمرسانای عنصری هستند که سلیکون مهمترین آنها در صنعت است. همچنین برخی اشکال خاص از کربن (C_{60})، نانوتیوب، گرافن) را می‌توان نیمرسانا در نظر گرفت. برخی نیمرساناها دارای ترکیب دو عنصری یا سه عنصری هستند. ترکیبات دو عنصری معمولاً با توجه به گروه عناصر سازنده آن در جدول تناوبی دسته بندی می‌شوند مثلاً نیمرسانا های III-V مثل گالیوم آرسناید (GaAs). در شکل زیر تعدادی از نیمرساناها و دسته بندی آن‌ها آمده است [۱۶].



شکل ۲-۲: مواد نیم رسانا

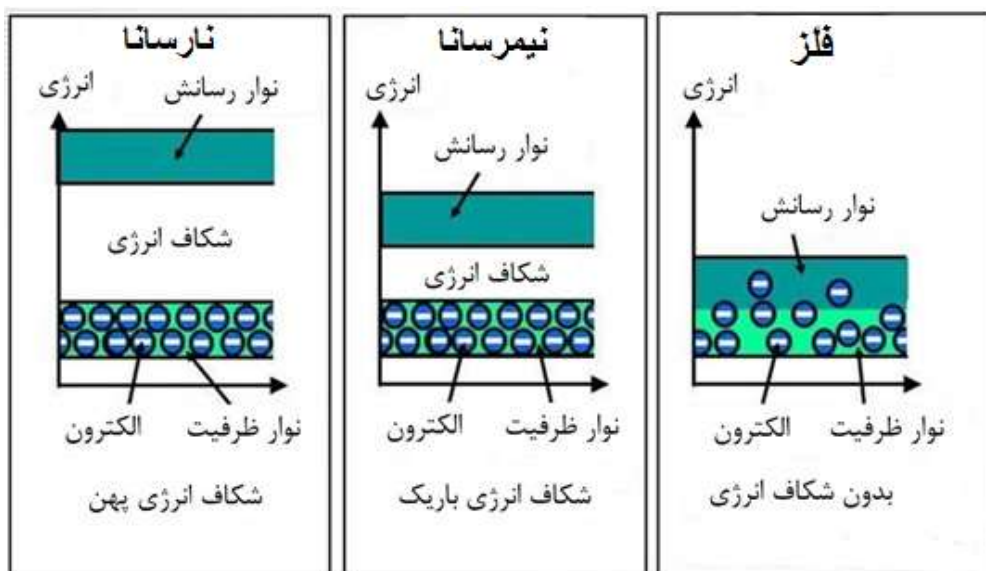
۲-۲-۲: ساختار نوار انرژی

بلورها دارای تعداد زیادی الکترون در واحد حجم هستند. بعضی از این الکترون‌ها پوسته‌های داخلی اتم را اشغال می‌کنند و شدیداً به هسته مقید هستند. از طرف دیگر الکترون‌های لایه‌های خارجی تحت تأثیر پتانسیل جاذبه ضعیف تر ناشی از هسته قرار دارند زیرا برهمکنش کولنی توسط لایه‌های داخلی استتار می‌شود. این الکترون‌ها جایگزیده نشده‌اند و تابع موج آن‌ها در تمام بلور گسترده شده است. طیف انرژی الکترون‌ها از مجموعه‌ای از ترازهای انرژی خیلی نزدیک به هم تشکیل شده است که نوارهای انرژی نامیده می‌شود. این نوارهای انرژی توسط شکاف‌های انرژی^{۱۹} (بازه‌هایی از انرژی که فاقد حالت‌های مجاز انرژی الکترون می‌باشند) از یکدیگر جدا شده‌اند [۱۸].

¹⁹ Energy gap

از نظر انرژی بالاترین نواری که کاملاً از الکترون پر شده است را نوار ظرفیت^{۲۰} می گویند و بالاترین نوار بعد از آن که ممکن است خالی یا نیمه پر باشد، را نوار رسانش^{۲۱} می گویند. در فلزات نوار رسانش بطور جزئی پر است و در مواد عایق نوار رسانش خالی است و در نیمرسانا نوار ظرفیت تقریباً پر و نوار رسانش تقریباً خالی است. ساختار نواری مواد عایق و نیمرسانا یکسان است، در واقع در دمای صفر کلون ساختار نواری نیمرسانا مثل عایق است، با این تفاوت که شکاف نواری نیمرسانا کوچکتر از عایق است (شکل ۳-۲). معمولاً شکاف انرژی در نیمرسانا در ناحیه مرئی نور، از مرتبه انرژی فوتون و یا کمتر از آن است. مثلاً شکاف انرژی سیلیکون حدود یک الکترون ولت است [۱۸] [۱۹].

کوچک بودن شکاف انرژی در نیمرسانا باعث می شود تعدادی از الکترون های نوار ظرفیت بتوانند در اثر برانگیزش گرمایی و یا الکتریکی از این شکاف انرژی عبور کنند و به نوار رسانش بروند. با افزایش دما تعداد بیشتری از الکترون ها به نوار رسانش می رسند و در نتیجه رسانندگی افزایش می یابد. عایق ها و نیمرساناها برای انرژی های پایین تر از انرژی شکاف نواری، از نظر اپتیکی شفاف هستند و در انرژی های بالاتر جاذب می شوند [۱۸].



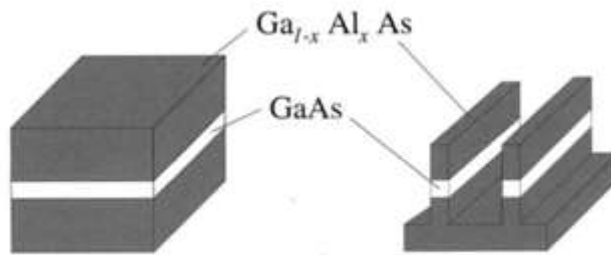
شکل ۳-۲: ساختار نواری فلز، نیمرسانا، عایق [۲۰].

²⁰ Valence band

²¹ Conduction band

۳-۲-۲: ساختارهای نامتجانس^{۲۲}

یکی از ساختارهای نیمرساناها، ساختار نامتجانس است. یک نیمرسانای نامتجانس، یک ساختار ساندویچی مانند با دو نوع نیمرساناست. یک ساختار نامتجانس وقتی شکل می‌گیرد که دو نیمرسانا بصورت ساندویچی رشد داده شوند یعنی یک ماده به‌عنوان لایه‌ی پوششی (مثل AlGaAs) و دیگری، با شکاف نواری کوچک‌تر، به‌عنوان لایه میانی (GaAs). البته تعداد این لایه‌های نیمرسانا بیشتر نیز می‌تواند باشد، که اگر تعداد لایه‌ها بسیار بیشتر شود به آن ابر شبکه^{۲۳} می‌گویند. شکل زیر طرح شماتیک از یک ساختار نامتجانس را نشان می‌دهد.



شکل ۴-۲: ساختار نیمرساناهای نامتجانس. [۲۱]

خواص یک نیمرسانای نامتجانس به‌شدت به خواص فیزیکی و شیمیایی هر دو ماده بستگی دارد. برای بدست آوردن ساختاری خوب، ضروری است تا ثابت‌های شبکه دو ماده برابر باشند یا به عبارت دیگر دو ماده دارای شبکه مطابق باشند.^{۲۴} برای مثال ثابت‌های شبکه GaAs و AlAs به ترتیب 5.653\AA و 5.660\AA است، که تقریباً یکی هستند، به همین دلیل در چند دهه اخیر مطالعات زیادی بر روی ساختارهای نامتجانس با GaAs و $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ انجام شده است. در مواد با عدم تطابق شبکه^{۲۵} بزرگ می‌توان به‌وسیله آلیاژهای سه‌تایی، کریستالی با تطابق شبکه رشد داد مثلاً ترکیب GaInAs با InP. نمودار زیر انرژی شکاف نواری برحسب ثابت شبکه را برای نیمرسانای

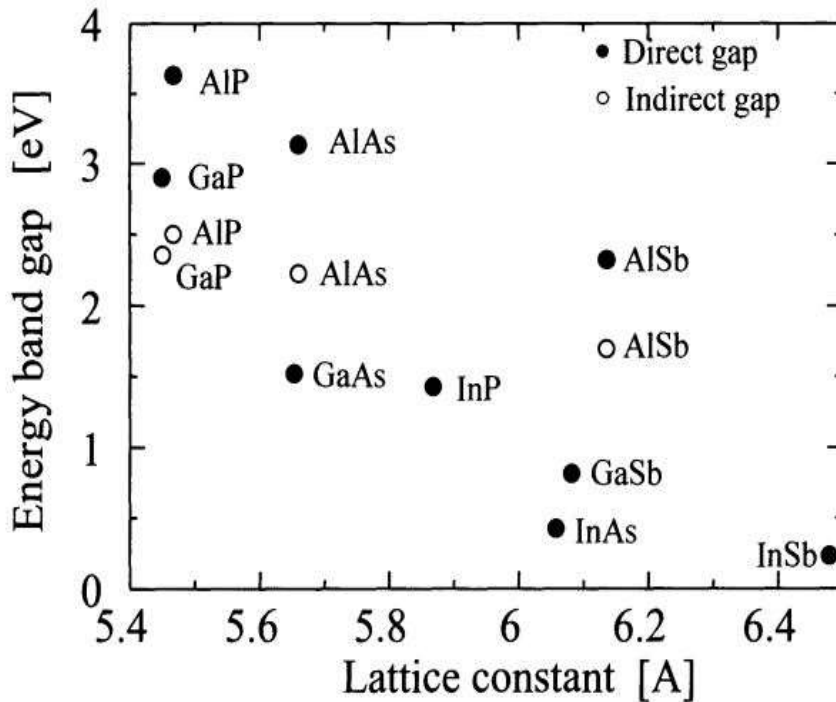
²² Heterostructure

²³ Superlattice

²⁴ lattice matched

²⁵ lattice mismatch

ترکیبی III-V نشان می‌دهد [۲۲].



شکل ۵-۲: انرژی شکاف نواری برحسب ثابت شبکه را برای نیمرسانای ترکیبی III-V

۴-۲-۲: نانو ساختارهای نیمرسانا

پیشرفت‌های اخیر در ساخت نیمرساناها و ظهور تکنیک‌های مدرن رشد نیمرساناها همچون روآرایی باریکه مولکولی (MBE) یا انباشت خلأ شیمیایی آلی فلزی^{۲۶} (MOCVD)، امکان‌های نامحدودی برای طراحی ساختارهایی در مقیاس نانومتر همچون چاه کوانتومی، سیم کوانتومی و نقطه کوانتومی با خواص اپتوالکترونیکی و الکترونیکی فوق‌العاده ایجاد کرد [۳].

ساختارهای کوانتومی با محدود نمودن درجات آزادی ذرات ایجاد می‌گردند. علت اینکه به این ساختارها، ساختارهای کوانتومی می‌گویند این است که محدودیت حرکت در فواصل چند ده نانومتر سبب بروز خواص کوانتومی در سیستم می‌شود. اگر محبوس سازی در یک بعد انجام شود، ذره در دو بعد دیگر دارای طیف پیوسته انرژی می‌باشد و در یک بعد دارای ترازهای انرژی گسسته می‌باشد، به

²⁶Metal-organic Chemical Vapor Condensation

این ساختار چاه کوانتومی^{۲۷} گفته می‌شود. اگر این محبوس سازی در دو بعد انجام شود، یک سیم کوانتومی^{۲۸} و اگر در سه بعد انجام شود، یک نقطه کوانتومی^{۲۹} ایجاد خواهد شد [۱۴].

در بین این نانوساختارها، سیم‌های کوانتومی اهمیت و کاربردهای فراوانی دارند. از کاربردهای سیم‌های کوانتومی می‌توان به کاربردهای نوری، الکترونیکی، الکتروشیمیایی، مغناطیسی، مصارف پزشکی، حسگرهای رطوبتی و گازی و ساخت یخچال‌های ترمو الکتریک و غیره اشاره کرد.

با کوچک‌تر شدن دستگاه‌های الکترونیکی و نوری به سمت مقیاس نانو، تولید سیم‌های کوانتومی جهت اتصال اجزای آن‌ها به یکدیگر امری اجتناب‌ناپذیر به نظر می‌رسد. در مطالعات اخیر ثابت شده است که سیم‌های کوانتومی نیمرسانا اجزای بسیار مناسبی برای اتصال نانوسیستم‌های الکترونیکی و نوری هستند. اجزای برخی از این نانوسیستم‌ها نظیر ترانزیستورهای اثر میدانی، ترانزیستورهای دوقطبی، معکوس کننده‌ها، دیودهای ساطع کننده نور و حتی گیت‌های منطقی بوسیله سیم‌های کوانتومی نیمرسانا ساخته می‌شوند. همچنین از سیم‌های کوانتومی نیمرسانا مورد استفاده در تراشه رایانه‌های امروزی نظیر سیلیکون و نیتريد گالیوم نیز می‌توان برای تشخیص بیماری‌ها استفاده کرد.

سیم‌های کوانتومی که از مواد نیمرسانا ساخته شده‌اند، در ساخت نمونه اولیه لیزرها و دیودهای گسیل نور به کار می‌روند. این گونه منابع نور کاربردهای زیادی می‌تواند داشته باشند، به‌طور مثال می‌توان از آن‌ها در دستگاه‌های مانند نوک میکروسکوپ‌های روبشی برای تصویر کردن اجزای کوچک‌تر، ابزار فوق دقیق در جراحی لیزری و ... استفاده کرد.

در گذشته برای یافتن علل مختلف پیدایش بیماری‌های قلبی و عصبی بدن را در هر نقطه می‌شکافتند تا علت بیماری را دریابند. اما امروزه با گسترش فناوری نانو هر وسیله‌ای را می‌توان

²⁷ Quantum Well

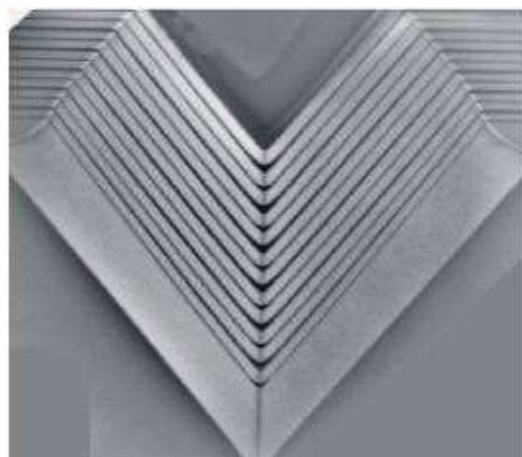
²⁸ Quantum Wire

²⁹ Quantum Dot

به صورت ظریف، نازک و حساس ابداع و اختراع کرد و حتی آن را به درون ظریف‌ترین رگ‌ها نیز فرستاد. محققان توانسته‌اند نانوسیم‌های از جنس پلاتین با ضخامت کمتر از ۱۰۰ نانومتر تولید و آن را به داخل رگ‌های خونی بفرستند، این نانوسیم‌ها توسط دوربین کوچکی به طرف اعصاب مغزی هدایت می‌شوند. این روش برای کمک به یافتن علل پیدایش بیماری‌های عصبی از جمله پارکینسون بسیار مفید است. بعلاوه با استفاده از آلومینای آندی حفره داری که با مواد نیمرسانا پر شده باشد و خواص ترمو الکتریک می‌توان گرما را از داخل یخچال به بیرون انتقال و راندمان یخچال را افزایش داد [۲۳].

سیم‌های کوانتومی نیمرسانا با طول مقطعی از مرتبه طول موج الکترون (~ 10 nm)، انرژی‌های الکترون کوانتیده هستند و زیرنوارهای کوانتومی شکل می‌گیرد. در نتیجه انتظار می‌رود خواص تراپردی در سیم‌های کوانتومی از نمونه بالک آن به طور قابل ملاحظه‌ای متفاوت باشد، بنابراین کاربردهای ابزارهای الکترونیکی جدید با استفاده از خواص تراپرد کوانتومی مورد انتظار می‌باشد [۲۴].

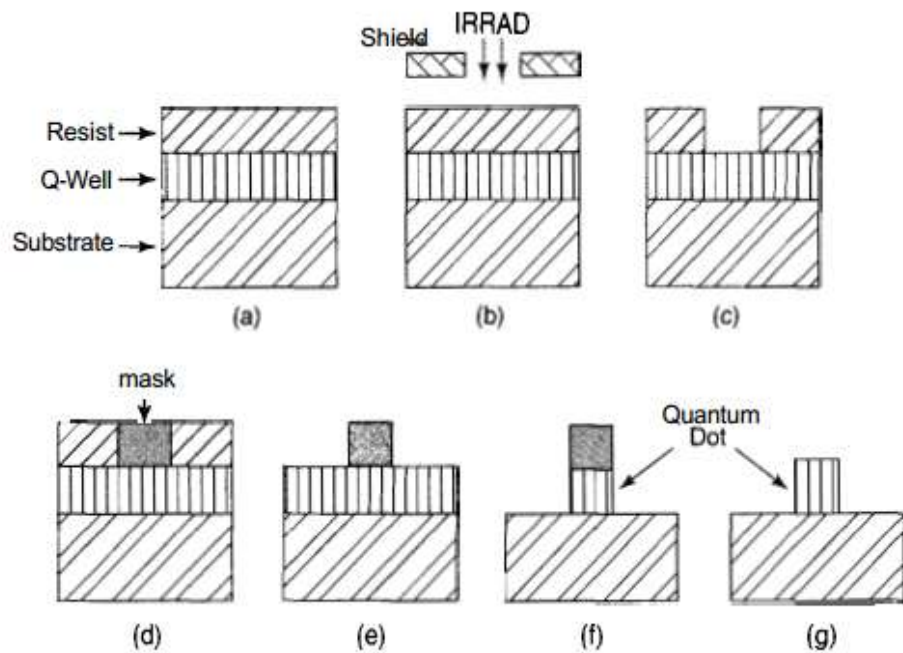
شکل (۶-۲) تصویر میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) 30 از سیم کوانتومی GaAs و شکل (۷-۲) مراحل ساخت سیم کوانتومی یا نقطه کوانتومی به وسیله لیتوگرافی باریکه مولکولی 31 را نشان می‌دهد.



شکل ۲-۶: تصویر TEM از سیم کوانتومی GaAs. [۱۶]

³⁰ TRANSMISSION ELECTRON MICROSCOPY

³¹ Electron Beam *Lithography*



شکل ۲-۷: مراحل ساخت سیم کوانتومی یا نقطه کوانتومی به وسیله لیتوگرافی باریکه مولکولی؛ (a) چاه کوانتومی اولیه و پوشاندن آن با رزیست؛ (b) تابش به نمونه روکش شده با یک الگو؛ (c) پیکربندی حاصل پس از حل شدن قسمت تابش دیده رزیست در محل ظهور؛ (d) پس از اضافه کردن پوشش میانی لایه برداری؛ (e) آرایش شکل پس از حذف قسمت باقیمانده رزیست؛ (f) پیکربندی پس از لایه برداری قسمت‌هایی از ماده چاه کوانتومی که لازم نیست؛ (g) نانوساختار نهایی روی زیر لایه پس از حذف پوشش میانی لایه برداری [۱۴].

۲-۳: چگالی حالت‌ها^{۳۲}

چگالی حالت‌ها یعنی تعداد حالت‌ها در هر بازه از انرژی در واحد انرژی در واحد حجم. در فیزیک چگالی حالت‌ها کمیته مهم و مؤثر است. چگالی حالت‌ها کمیته ضروری برای تعیین غلظت حامل‌ها و توزیع انرژی حامل‌ها در نیمرساناها است. تعریف کلی چگالی حالت‌ها بصورت زیر است:

$$g(E) = \frac{1}{V} \sum_{n,k,\sigma} \delta(E - E_{nk\sigma}) \quad (1-2)$$

که V حجم کریستال و n شاخص نوار و σ عدد کوانتومی اسپین و k بردار موج است. کمیت $g(E)dE$ تعداد حالت‌های کوانتومی در بازه انرژی $(E, E+dE)$ را تعیین می‌کند.

چگالی حالت‌های کل برابر جمع چگالی حالت‌های هر یک از نوارهای انرژی است:

³² Density of states(DOS)

$$g(E) = g_s \sum_n g_n(E) \quad (۲ - ۲)$$

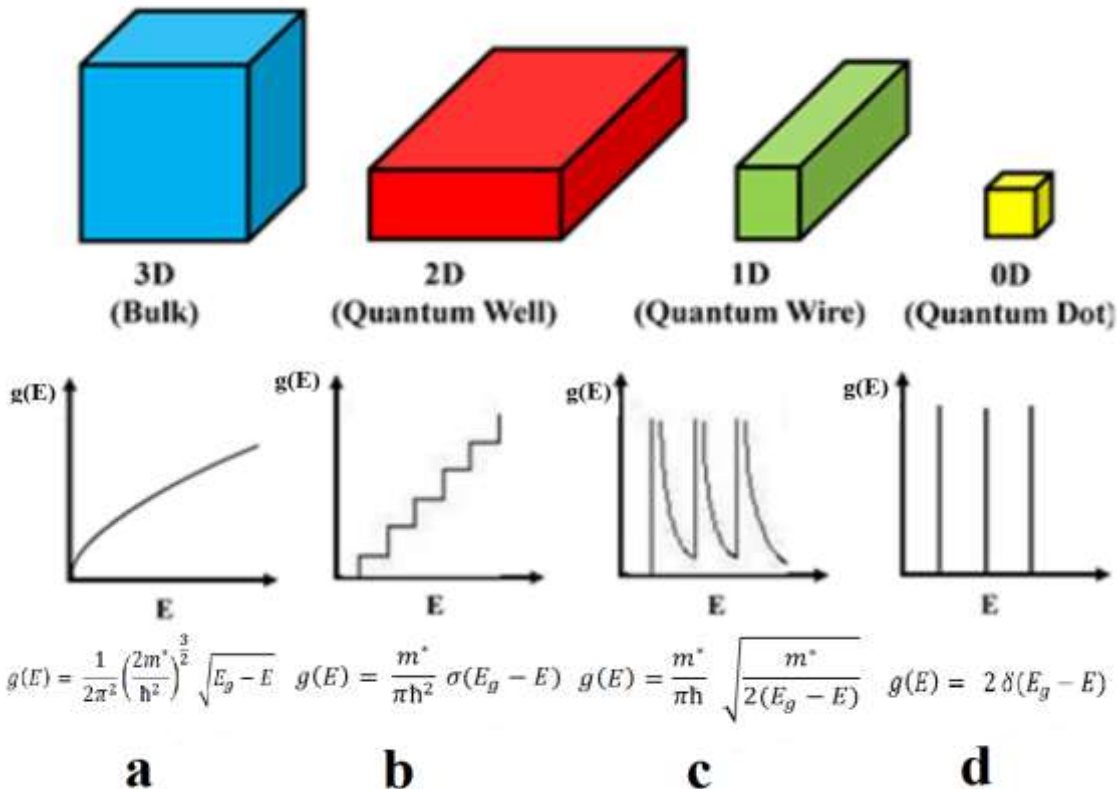
$$g_n(E) = \frac{1}{V} \sum_k \delta(E - E_{nk}) \quad (۳ - ۲)$$

که ضریب g_s ناشی از تبهگنی اسپین می‌باشد. چگالی حالت‌ها به شدت متأثر از ابعاد فضایی سیستم می‌باشد. چگالی الکترون‌ها را نیز می‌توان از طریق رابطه زیر از روی چگالی حالات الکترونی بدست آورد:

$$n_e = \int_0^\infty dE g(E) f(E) \quad (۴ - ۲)$$

که $f(E)$ تابع توزیع الکترون‌ها است.

شکل زیر نمودار چگالی حالت‌ها برحسب انرژی و رابطه آن را برای ساختارهای صفر تا سه‌بعدی نشان می‌دهد.



شکل ۲-۸: چگالی حالت‌ها برحسب انرژی و رابطه آن برای مواد؛ (a) کپه‌ای؛ (b) چاه کوانتومی؛ (c) سیم کوانتومی؛ (d) نقطه کوانتومی

۴-۲: جرم مؤثر^{۳۳}

یک الکترون در یک کریستال ممکن است به گونه‌ای رفتار کند که گویی جرمی متفاوت از جرم الکترون آزاد m_0 دارد که مقدار آن می‌تواند خیلی کوچک‌تر یا خیلی بزرگ‌تر از m_0 باشد، که به آن جرم مؤثر m^* گفته می‌شود. مفهوم جرم مؤثر حامل‌ها در نیمرسانا یکی از مفاهیم اصلی در فیزیک حالت جامد و علوم مربوطه است و در بزرگی تحرک پذیری حامل‌ها مؤثر است و از این طریق یکی از کمیت‌های مهم در کاربرد قطعات نیمرسانا در الکترونیک و اپتوالکترونیک است [۲۵].

جرم مؤثر یک ذره جرمی است که وقتی که به نیروها پاسخ می‌دهد، به نظر می‌رسد داشته باشد و یا جرمی است که وقتی در یک گروه با سایر ذرات یکسان در یک توزیع گرمایی قرار می‌گیرد، به نظر می‌رسد داشته باشد.

انرژی جنبشی الکترون آزاد E ، از طریق رابطه زیر به بردار موج k و تکانه p مربوط می‌شود:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} = \frac{p^2}{2m_0} \quad (۲ - ۵)$$

و در آن $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ، که h ثابت پلانک است. سرعت گروه برای الکترون برابر است با:

$$v_g = \frac{dE}{dp} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \quad (۲ - ۶)$$

اگر نیروی خارجی F ، به الکترون اعمال شود، آهنگ جذب انرژی از نیروی خارجی عبارت است

از:

$$Fv_g = \frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dk} \frac{dk}{dt} \quad (۲ - ۷)$$

با جاگذاری مقدار سرعت گروه داریم:

$$F \left(\frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \right) = \frac{dE}{dk} \frac{dk}{dt}$$

³³ Effective mass

$$F = \hbar \frac{dk}{dt}$$

شتاب حرکت الکترون نیز با مشتق زمانی از سرعت بدست می‌آید:

$$a = \frac{dv_g}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2E}{dk^2} \frac{d(\hbar k)}{dt} \quad (۸ - ۲)$$

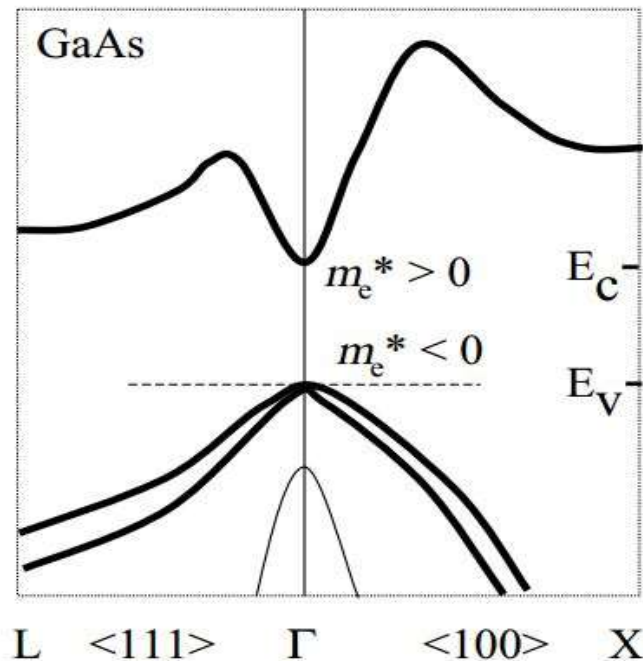
با استفاده از قانون دوم نیوتون ($F=ma$) می‌توانیم جرم مؤثر را به صورت زیر تعریف کنیم: [۲۶]

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

مقدار جرم مؤثر را می‌توان در آزمایشگاه به طور مستقیم از طریق آزمایش تشدید سیکلوترونی

بدست آورد. جرم مؤثر حامل می‌تواند مثبت یا منفی باشد، که از روی نمودار نوار انرژی تعیین

می‌شود.

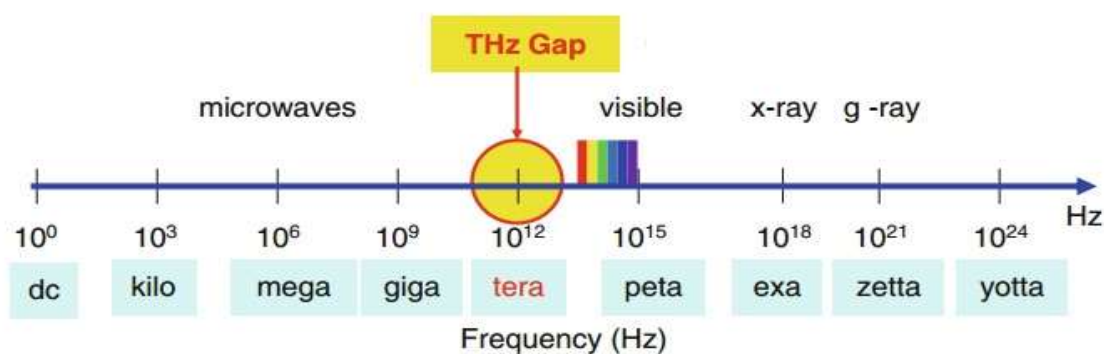


شکل ۹-۲: ساختار نوار انرژی GaAs. نمودار در انتهای نوار رسانش مقعر است پس $m_e^* > 0$ و در بالای نوار

ظرفیت محدب است پس $m_e^* < 0$.

۵-۲: پدیده تراهرتز^{۳۴}

تراهرتز یک واحد فرکانسی است که معادل با 10^{12} هرتز می‌باشد. در فیزیک، تراهرتز به‌عنوان گسیل‌های الکترومغناطیسی شناخته می‌شود که فرکانس انتشار آن‌ها مابین 10^{11} هرتز تا 10^{13} هرتز است و دارای طول‌موج ۳۰ الی ۱۰۰۰ میکرومتر می‌باشند. در طیف الکترومغناطیسی، این محدوده فرکانسی به ناحیه‌ای مابین نواحی ماکروویو و فرسرخ مربوط می‌شود (شکل ۳-۲). امواج ناشی از این گسیل‌ها به اشعه T^{35} معروف‌اند و نیز به ناحیه تراهرتز طیف الکترومغناطیس، گاف تراهرتز می‌گویند [۲۷، ۲۸]. شکل زیر محدوده امواج تراهرتز را در طیف امواج الکترومغناطیسی نشان می‌دهد.



شکل ۱۰-۲: طیف امواج الکترومغناطیسی [۲۷]

منابع فراوانی از تابش تراهرتز در اطرافمان وجود دارد، از تابش‌های کیهانی گرفته تا تابش جسم سیاه، به‌طور کلی از هر جسمی با درجه حرارت بالاتر از ۱۰ کلوین امواج تراهرتز ساطع می‌شود. اکثر این منابع ناهمدوس هستند. تا چند دهه قبل، محققان قادر به مطالعه دقیق اثر تابش تراهرتز بر روی مواد نبودند، چرا که آن‌ها منابع تراهرتز قابل اطمینان در اختیار نداشتند. همزمان با توسعه منابع و طیف‌سنجی تراهرتز، کاربردهای آن نیز در علوم مختلف همچون پزشکی، میکروالکترونیک، علوم قضایی و امنیتی گسترده شد [۲۷، ۲۹].

³⁴ Terahertz

³⁵ T-Ray

از جمله از مهم‌ترین منابع تابش تراهرتز می‌توان به لیزر الکترون آزاد (FEL)^{۳۶} و لیزر آبشاری کوانتومی (QCL)^{۳۷} نام برد. با پیشرفت این منابع، امکان مطالعه تجربی برهمکنش تابش تراهرتز با مواد عملی شده است.

یکی از کاربردهای تابش تراهرتز در پزشکی است، از آنجا که تابش تراهرتز غیریونشگر است در نتیجه برخلاف اشعه ایکس از این اشعه آسیب رساندن به بافت‌ها و دی ان ای (DNA) انتظار نمی‌رود پس امواج تراهرتز هم برای بیمار و هم متصدی ایمن خواهد بود [۲۷].

۶-۲: معادله ترابرد بولتزمن^{۳۸}

حامل‌ها در فلزات یا نیمرساناها می‌توانند بوسیله میدان‌های خارجی و گرادیان‌های دمایی تحت تأثیر قرار گیرند. همچنین آن‌ها به وسیله ناخالصی‌ها، امواج شبکه و غیره پراکنده می‌شوند. الکترون‌ها به وسیله میدان شتاب می‌گیرند و انرژی و اندازه حرکت اضافی خود را در اثر پراکندگی از دست می‌دهند. برای بررسی ترابرد، ساده‌ترین راه معادله ترابرد بولتزمن است.

اگر غلظت مکانی حامل‌ها در حالت k و در مجاورت نقطه r از فضا را با $f_k(r)$ نشان دهیم، که می‌تواند بصورت یک توزیع یا میانگین آنسامبلی یا ماتریس چگالی و ... بیان شود. در تغییر $f_k(r)$ با زمان، سه عامل مؤثرند:

۱- حرکت حامل‌ها در درون و بیرون از منطقه r : حامل در زمان t ، مسافت $v_k t$ را طی

می‌کند. (v_k سرعت حامل در حالت k) با فرض قاعده لیوویل در حجم اشغال شده نامتغیر در فضای

³⁶ Free Electron Laser

³⁷ Quantum Cascade Laser

³⁸ Boltzmann Transport Equation

فاز، تعداد حامل‌ها در مجاورت r در زمان t با تعداد حامل‌ها در مجاورت $(r - tv_k)$ در زمان صفر برابر است.

$$f_k(r, t) = f_k(r - tv_k, 0) \quad (10 - 2)$$

بنابراین آهنگ تغییر توزیع به علت پخش برابر است با:

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right|_{diff} = -\mathbf{v}_k \cdot \frac{\partial f_k}{\partial \mathbf{r}} = -\mathbf{v}_k \cdot \nabla f_k \quad (11 - 2)$$

۲- میدان‌های خارجی بردار k هر حامل را به شکل زیر تغییر می‌دهند:

$$\dot{\mathbf{k}} = \frac{e}{\hbar} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_k \times \mathbf{H} \right) \quad (12 - 2)$$

بنابراین آهنگ تغییر توزیع به علت میدان‌ها برابر است با:

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right|_{fields} = -\dot{\mathbf{k}} \cdot \frac{\partial f_k}{\partial \mathbf{k}} = -\frac{e}{\hbar} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_k \times \mathbf{H} \right) \cdot \frac{\partial f_k}{\partial \mathbf{k}} \quad (13 - 2)$$

۳- پراکندگی^{۳۹}، که تأثیر آن پیچیده‌تر است. پراکندگی‌ها را الاستیک در نظر می‌گیریم.

پراکندگی از حالت k به حالت k' را کاهش می‌دهد و احتمال چنین گذاری به f_k یعنی تعداد حامل‌ها در حالت k و $(1 - f_{k'})$ یعنی تعداد جاهای خالی در دسترس، بستگی دارد. فرآیند عکس، یعنی پراکندگی از حالت k' به k ، نیز رخ می‌دهد که f_k را افزایش می‌دهد.

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right|_{scatt} = \int \{f_{k'}(1 - f_k) - f_k(1 - f_{k'})\} W(k, k') dk' \quad (14 - 2)$$

که $W(k, k')$ احتمال گذار^{۴۰} از حالت k به حالت k' است.

معادله بولتزمن می‌گوید که در هر نقطه‌ای و برای هر مقدار k ، آهنگ تغییر f_k صفر است.

³⁹ scattering

⁴⁰ Transition Rate

یعنی:

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} |_{diff} + \frac{\partial f_k}{\partial t} |_{fields} + \frac{\partial f_k}{\partial t} |_{scatt} = 0 \quad (۱۵ - ۲)$$

در اینجا حالت پایا در نظر گرفته شده است و حالت تعادل نیست. حالت تعادل وقتی داریم که

میدان و گرادیان دمایی نداشته باشیم.

در نهایت با استفاده از روابط بالا شکل کلی معادله ترابرد بولتزمان (BTE) بصورت زیر خواهد

شد: [۳۰]

$$-\mathbf{v}_k \cdot \frac{\partial f_k}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{\hbar} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_k \times \mathbf{H} \right) \cdot \frac{\partial f_k}{\partial \mathbf{k}} = -\frac{\partial f_k}{\partial t} |_{scatt} \quad (۱۶ - ۲)$$

معادله ترابرد بولتزمان یک معادله دیفرانسیل انتگرالی است که برای توصیف ترابرد حامل در

نیمرسانها و توزیع گازها در فضا استفاده می‌شود. معادله ترابرد بولتزمان بر روی تابع توزیع اعمال

می‌شود و مشخص می‌کند که با چه سرعتی و با چه شیوه‌ای حالت‌های دستگاه با اعمال نیروهای

اختلال متنوع، تغییر می‌کنند. معادله ترابرد بولتزمان رفتار میانگین دستگاه را بر مبنای تابع توزیع

محاسبه می‌کند. معادله ترابرد بولتزمان می‌تواند به وسیله تکنیک‌های ریاضی و عددی حل شود. حل

این معادله بسیار دشوار است به همین دلیل روش‌های دیگری نیز برای حل غیرمستقیم این معادله با

فرض معلوم بودن تابع توزیع، همچون روش تابع گرین، ایجاد شده است [۳۱].

۷-۲: برهمکنش الکترون-فونون

در گاز الکترون دوبعدی، مهم‌ترین مکانیزم‌های پراکندگی عبارت‌اند از:

الف) پراکندگی فونون‌های نوری (مهم در دماهای بالا)

ب) پراکندگی فونون‌های آکوستیکی (پراکندگی پتانسیل تغییر شکل)

پ) پراکندگی پیزوالکتریک ناشی از فونون‌های آکوستیکی در نیمرساناهای پیزوالکتریک (مثل

نیمرساناهای III-V یا نیمرساناهای II-VI، به دلیل نبودن تقارن وارونه کپه‌ای شبکه کریستال)

ت) پراکندگی ناخالصی یونیده (آلایش ناخواسته): حامل‌های بار بوسیله مراکز بار از طریق

برهمکنش‌های دور برد کلمب پراکنده می‌شوند. زیرا در نمونه‌های کیفیت بالا مراکز بار غالب، دهنده-

های عمده با الکترون‌هایشان در نوار رسانش (یون دهنده) و پذیرنده هستند، که الکترون‌ها را از نوار

ظرفیت می‌گیرند (یون‌های پذیرنده). پراکندگی بوسیله مراکز بار اشاره به پراکندگی ناخالصی یونیده

دارد. پراکندگی ناخالصی یونیده در دماهای پایین برجسته است، زیرا همچنان که سرعت گرمایی

حامل‌ها کم می‌شود، اثر برهمکنش‌های دور برد کلمب بر روی حرکت آن‌ها کاهش می‌یابد [۳۲].

ث) پراکندگی از ناخالصی‌ها یا نقایص خنثی: یکی دیگر از علت‌های پراکندگی، حضور ناخالصی

ها و نقایص خنثی در نیمرساناها می‌باشد. جانشانی ناخالصی‌هایی که یونیزه نیستند، می‌تواند منجر به

ناخالصی خنثی شود. پراکندگی از این ناخالصی‌ها می‌تواند به روش پراکندگی آلیاژی محاسبه شود.

نقایص نیز می‌تواند بوسیله اختلال دارای کره سخت همچون پتانسیل پراکندگی نشان داده شود.

ج) پراکندگی آلیاژی در نیمرساناهای سه‌تایی مثل AlGaAs: در AlGaAs سی درصد از اتم

های Ga بوسیله اتم‌های Al جایگزین شده‌اند، اما این اتفاق بصورت رندم و بی‌نظم است، در نتیجه

یک پتانسیل غیرتناوبی می‌دهد. برای GaAs بصورت گاز الکترون دو بعدی، تابع موج الکترون تقریباً

بصورت کلی در GaAs بلورین وجود دارد و تنها یک جمله نمایی به AlGaAs اضافه می‌شود [۳۳].

چ) پراکندگی ناهمواری‌های سطح: که یک پراکندگی الاستیک یک ذره باردار توسط سطح

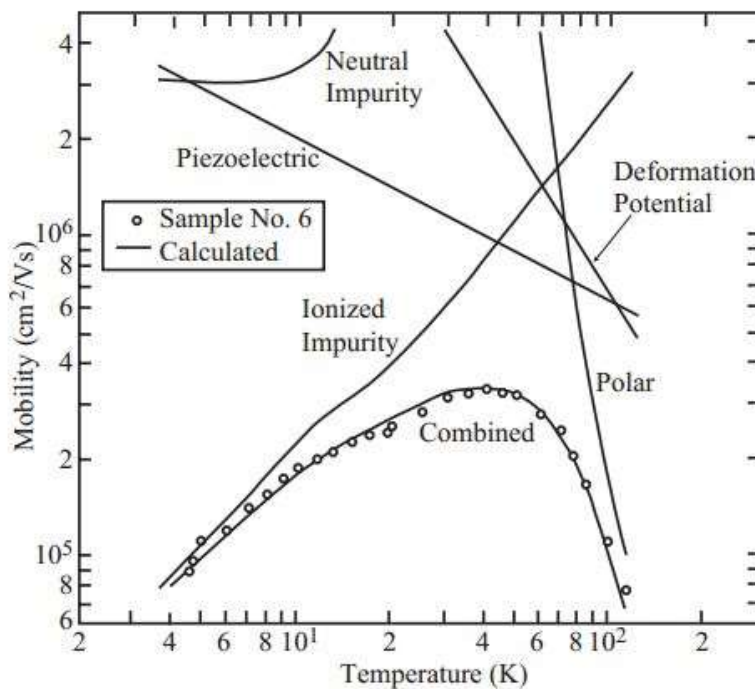
مشترک ناقص بین دو ماده متفاوت است. این یک اثر مهم در ابزارهای الکترونیکی شامل لایه‌های

دراز و باریک، مثل ترانزیستورهای اثر میدانی و لیزر آبشاری کوانتومی می‌باشد. این پراکندگی در

سیستم‌های محدود شده، که انرژی برای حامل‌های بار بوسیله موقعیت سطوح مشترک متفاوت

است، قابل توجه می‌باشد.

تمامی مکانیزم های پراکندگی بالا می‌توانند منجر به پراکندگی درون‌نواری شوند اگر بیشتر از یک نوار اشغال شده باشد. شکل زیر تأثیر مکانیزم های پراکندگی مختلف بر تحرک پذیری وابسته به دما در GaAs کپه‌ای را نشان می‌دهد. با توجه به شکل در دماهای بالای ۱۰۰ کلوین پراکندگی فونون نوری قطبی مکانیزم پراکندگی غالب است و تحرک پذیری را محدود می‌کند. [۱۶]



شکل ۲-۱۱: تأثیر مکانیزم های پراکندگی مختلف بر رسانندگی بر حسب دما. [۱۶]

فونون‌ها که کوانتوم ارتعاشات شبکه کریستال هستند، بر روی تمامی فرآیندهای فیزیکی در جامدات اثر می‌گذارند و خود را در تمامی ویژگی‌های الکتریکی، گرمایی و نوری مواد نشان می‌دهند. [۳۴]

لغت فونون از کلمه یونانی به معنی صدا می‌آید، زیرا فونون‌های طول‌موج بالا منجر به صدا می‌شوند و فونون‌های طول‌موج کوتاه‌تر و فرکانس بالاتر منجر به گرما می‌شوند. بنابراین فونون‌ها دو نوع هستند، فونون‌های اپتیکی و فونون‌های آکوستیکی^{۴۱}. فونون‌های نوری انرژی بالا دارند و در دماهای پایین (زیر ۶۰ کلوین) بی‌اثر هستند. ولی فونون‌های آکوستیکی انرژی پایین دارند و در

⁴¹ Acoustic Phonons

دماهای پایین (بین ۱۰ تا ۶۰ کلوین) اهمیت دارند.

اهمیت فونونها و برهمکنش آنها برای کسانی که در زمینه‌های مختلف فیزیک حالت جامد همچون اپتوالکترونیک، ترابرد گرما، الکترونیک کوانتومی و ابررسانایی کار می‌کنند، آشناست. به‌عنوان مثال، تحرک پذیری حامل‌ها و فرآیندهای دینامیکی در نیمرساناهای قطبی همچون گالیم آرسناید، در بسیاری از موارد به‌وسیله برهمکنش حامل‌های بار با فونون‌های اپتیکی طولی تعیین می‌شود. برای کریستال‌های گالیم آرسناید با چگالی ناخالصی و نقص‌های پایین، سرعت‌های الکترون حالت‌پایا در حضور میدان الکتریکی خارجی غالباً به‌وسیله آهنگ گسیل فونون‌های اپتیکی طولی به‌وسیله الکترون‌ها تعیین می‌شوند [۳۵].

فصل سوم

ترابرد غیرخطی در گاز الکترون

دوبعدی تحت تابش لیزر

۱-۳: مقدمه

برای مطالعه خواص ترابرد الکترونی و نوری یک نیمرسانای دوبعدی نامتجانس، آن را بصورت گاز الکترون دوبعدی در نظر می‌گیریم. در مدل گاز الکترون آزاد فرض می‌شود که الکترون‌های رسانش کاملاً آزاد هستند و فقط یک پتانسیل در سطح نمونه بر آنها اعمال می‌شود. در نتیجه‌ی این پتانسیل، الکترون‌ها داخل نمونه محبوس می‌شوند. بر طبق این مدل به جز بازتاب‌های نادری که الکترون‌ها از سطح نمونه می‌کنند، الکترون‌های رسانش بدون هیچ برخوردی داخل نمونه حرکت می‌کنند و این رفتار خیلی شبیه یک گاز ایده آل است. به همین دلیل صحبت از گاز الکترون آزاد می‌شود [۳۶].

در یک سیستم نیمرسانای دوبعدی رشد یافته به روش رو آراستی باریکه مولکولی (MBE)، الکترون‌ها در محدوده‌ای در مقیاس نانومتر محبوس هستند، بنابراین انرژی‌های مورد توجه دستگاه از مرتبه میلی‌الکترون‌ولت هستند. در نیمرساناهای قطبی مثل *GaAs*، الکترون‌ها با فونون‌ها نسبت به فوتون‌ها با شدت بیشتری برهمکنش می‌کنند، بنابراین سهم برهمکنش الکترون فونون در رسانش و تحرک پذیری بسیار بیشتر خواهد بود [۱۰]. از طرفی با توسعه و کاربرد تکنولوژی‌هایی مثل لیزر الکترون آزاد (FEL)، بررسی ترابرد و خواص اپتیکی نیمرساناهای تحت تابش‌های الکترومغناطیسی تراهرتز (تقریباً معادل با انرژی 4.1 meV) عملی شده است. لذا با امید به حصول و کنترل بهینه ویژگی‌های کاربردی جدید نانو ساختارهای نیمرسانا تحت تابش تراهرتز، مطالعات گسترده‌ای انجام می‌شوند. به عنوان نمونه اندازه‌گیری‌های تجربی گواه آن است که در ترابرد الکترونی در یک سیستم نیمرسانای دوبعدی تحت تابش تراهرتز، در پی گسیل فونون‌های طولی نوری و اتلاف انرژی ناشی از آن، رسانندگی از رابطه رسانندگی درود (Drude) تبعیت نمی‌کند [۳۷]. برهمکنش‌های فونونی از قبیل پراکندگی‌های الکترون-فونون نقشی اساسی در تحرک الکترونی ایفا نموده لذا بررسی نرخ پراکندگی الکترون با فونون نوری در مطالعه ترابرد الکترونی در یک سیستم نیمرسانای تحت تابش حائز اهمیت بسیاری است.

به‌طور کلی آهنگ گذار الکترونی، ضرایب اپتیکی و تراپردی را می‌توان از روی معادله بولتزمن حساب کرد. ولی حل این معادله دیفرانسیل انتگرالی بسیار دشوار است، به‌خصوص در حضور برهمکنش الکترون-فونون، که معمول یک فرایند پراکندگی غیر الاستیک است. بنابراین روش معادله ترازمندی ابزاری قدرتمند در مطالعه خواص غیرخطی سیستم‌های گاز الکترونی است. در این بخش گاز الکترونی دوبعدی واقع در یک ساختار نامتجانس نیم‌رسانا در نظر گرفته‌شده و با استفاده از معادلات ترازمندی خواص تراپردی و نوری آن بدست می‌آید [۱۰، ۱۲، ۳۸].

در این فصل، روابط مرجع ۶ بازنویسی شد و برای نتایج نیز، محاسبات عددی تکرار شد. در مرجع ذکر شده، نتایج برای ۷۷ کلوین محاسبه شده است ولی در اینجا نتایج برای ۹۰ کلوین محاسبه می‌شود و بستگی رسانندگی و دمای الکترونی و زمان واهلش به چگالی الکترونی نیز بررسی می‌شود.

۲-۳: معرفی دستگاه و رهیافت نظری

دستگاه گاز الکترونی شبه دوبعدی (لایه الکترونی با ضخامت بسیار کم) در صفحه xy را تحت اثر تابش الکترومغناطیسی تراهرتز با فرکانس ω به‌صورت یک میدان ac به شکل $E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$ با قطبش میدان الکتریکی در راستای x در نظر می‌گیریم. با توجه به این میدان ac اعمالی، سرعت متوسط الکترون‌ها بصورت $v = (v, 0, 0)$ که در آن $v = v_0 e^{-i\omega t}$ ، خواهد شد.

برای شباهت بیشتر با شرایط تجربی ضخامت لایه صفر فرض نمی‌شود. لذا برای توصیف حالت

و حرکت الکترون در راستای z (عمود بر سطح لایه) از تابع موج وردشی

$$\psi_0(z) = (b^3/2)^{1/2} z e^{-bz/2} \quad (1-3)$$

استفاده می‌شود. متغیر b به‌طور تقریبی از رابطه $b = \frac{48 \pi m^* e^2}{\hbar^2 \epsilon_0} (n_d + \frac{11}{32} n_e)$

تعیین می‌گردد که در آن m^* جرم مؤثر الکترون، e بار الکترون، n_d و n_e به ترتیب چگالی بار تهی

(depletion) و بار الکترونی، و ϵ_0 ضریب دی‌الکتریک (ایستا) می‌باشند. چگالی حالت‌ها برای گاز الکترونی دوبعدی بصورت زیر است:

$$n_e = \left(\frac{m^*}{\pi\hbar^2}\right) \sum_n \int_0^\infty dE f(E + \epsilon_n) \quad (2-3)$$

می‌توان حالت‌های الکترونی وابسته به زمان متناظر با حرکت الکترون در صفحه xy در حضور میدان تابشی را با استفاده از تبدیلات یکانی مناسب بدست آورد.

$$\psi_{\mathbf{k}}(x, y, t) = \frac{1}{L} e^{i\gamma_1[\sin(\omega t) - 2\omega t]} e^{i\gamma_0 k_x[1 - \cos(\omega t)]} e^{iE(\mathbf{k})t/\hbar} e^{ik_x x} e^{ik_y y} \quad (3-3)$$

در رابطه فوق $\gamma_0 = eE_0/(m^*\omega^2)$ ، $\gamma_1 = (eE_0)^2/(8\hbar m^*\omega^3)$ ، $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ بردار موج الکترون، و L ابعاد لایه می‌باشند [۸]. در اینجا $2\gamma_1\hbar\omega$ انرژی متوسط القایی ناشی از برهم‌کنش الکترون‌ها با میدان تابشی تراهرتز (انرژی پاندروموتیو) است.

برای توصیف ترابرد الکترونی تحت اثر نیروی ناشی از میدان خارجی و اتلاف ناشی از پراکندگی‌های الکترون-فونون می‌توان از معادله ترابرد بولتزمن به همراه قاعده طلایی فرمی برای محاسبه آهنگ گذار در پراکندگی‌های الکترون-فونون بهره برد. با در نظر گرفتن گذارهای درون زیرنواری برای الکترون در پائین‌ترین زیر نوار، شکل مناسب معادله بولتزمن برای توصیف ترابرد الکترونی پایای وابسته به زمان دستگاه گاز الکترون شبه دوبعدی در حضور میدان الکترو مغناطیسی عبارت است از:

$$\frac{\partial f(\mathbf{k}, t)}{\partial t} + \frac{F}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f(\mathbf{k}, t) = g_s \sum_{\mathbf{k}'} [f(\mathbf{k}', t)W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') - f(\mathbf{k}, t)W(\mathbf{k}', \mathbf{k})] \quad (4-3)$$

که در آن $f(\mathbf{k}, t)$ تابع توزیع الکترون در حالت $\psi_{\mathbf{k}}$ در زمان t می‌باشد. $F = -eE(t)$ نیروی اعمالی توسط میدان الکتریکی تابش تراهرتز بر الکترون، $g_s = 2$ تبهگنی اسپین الکترون، و $W(\mathbf{k}', \mathbf{k})$ آهنگ گذار پایای برای الکترون پراکنده شده از حالت $\psi_{\mathbf{k}}$ به حالت $\psi_{\mathbf{k}'}$ می‌باشد.

تابع توزیع ماکسول سوق یافته، مناسب ترین تابع توزیع آماری برای یک سیستم با چگالی الکترونی پایین و دمای الکترونی بالا است. بنابر این داریم:

$$f_n(k, t) = f \left[E_n \left(k_x - \frac{m^*v}{\hbar}, k_y \right) \right] \quad (5-3)$$

که $f(x) = e^{\frac{-x}{k_B T_e}}$ و دمای الکترونی و k_B ثابت بولتزمن و m^* جرم مؤثر الکترون و

$$E_n(k_x, k_y) = E_n(k) = \epsilon_n + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2)$$

امین زیرنوار الکترونی است.

۳-۳: برهمکنش الکترون با فونون طولی نوری

با اعمال میدان‌های الکترومغناطیسی قوی به سیستم، الکترون‌ها گرم می‌شوند و برهمکنش‌های الکترون با فونون طولی نوری، کانال اصلی برای واهلش الکترون‌های برانگیخته خواهد بود. در نیمرساناهای قطبی مثل *GaAs*، الکترون‌ها با فونون‌ها نسبت به فوتون‌ها با شدت بیشتری برهمکنش می‌کنند، بنابراین سهم برهمکنش الکترون فونون در رسانش و تحرک پذیری بیشتر خواهد بود.

برای محاسبه آهنگ گذار $W(k', k)$ از قاعده طلایی فرمی با عناصر ماتریسی هامیلتونی

برهمکنش الکترون-فونون فروهلیچ

$$H' = \sum_q (V_q e^{i q \cdot r} b_q + V_q^+ e^{i q \cdot r} b_q^+) \quad (6-3)$$

استفاده می‌شود که در آن b_q^+ و b_q به ترتیب عملگرهای خلق و نابودی فونون، و

$$V_q = -i \hbar \omega_{LO} \left(\frac{4\pi\alpha}{L^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar}{2m^* \omega_{LO}} \right)^{1/4} \frac{1}{q} \quad (7-3)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{2\hbar\omega_{LO}} \left(\frac{2m^*\omega_{LO}}{\hbar}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}\right) \quad (8-3)$$

ثابت جفت‌شدگی الکترون با فونون طولی نوری (LO) می‌باشد. در روابط بالا $\hbar\omega_{LO}$ انرژی فونون و ϵ_∞ ضریب دی‌الکتریک نوری می‌باشند.

بعد از اعمال هامیلتونی فروهلیچ در قاعده طلایی فرمی، آهنگ گذار حالت پایای ناشی از برهمکنش‌های الکترون با فونون‌های LO و با میدان‌های تابشی بصورت زیر خواهد بود:

$$W_{n'n} = W_{n'n}^+(k', k) + W_{n'n}^-(k', k) \quad (9-3)$$

$$W_{n'n}^\pm(k', k) = 4\pi\alpha L_0 \hbar\omega_{LO}^2 \left(\frac{N_0}{N_0+1}\right) X_{n'n}(q) \delta_{k', k+q} \sum_{m=0} J_m^2(A) \delta[E_{n'}(k') - E_n(k) \mp \hbar\omega_{LO} - m\hbar\omega] \quad (10-3)$$

که علامت‌های مثبت و منفی به ترتیب مربوط به جذب و نشر فونون LO می‌باشد.

عدد اشغال فونون LO ، q بردار موج فونون، α ثابت جفت‌شدگی الکترون-فونون، و $N_0 = 1/(e^{\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T}} - 1)$

الکترون-فونون، و $L_0 = \left(\frac{\hbar}{2m^*\omega_{LO}}\right)^{1/2}$ شعاع پولارون، $X_{n'n}(q) = \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \frac{|G_{n'n}(q_z)|^2}{(q^2 + q_z^2)}$ با $G_{n'n}(q_z) = \langle n' | e^{iq_z z} | n \rangle$ فرم فکتور برای برهمکنش الکترون فونون است و J_m تابع بسل و $A = \left(\frac{eE_0}{m^*\omega^2}\right) u \cdot q$ که بردار قطبش تابش است.

در اینجا تنها فرآیندهای جذب اپتیکی لحاظ شده است و پراکندگی ناشی از برهمکنش الکترون-فونون مستقیم صرف‌نظر شده است، چرا که میدان اعمالی در طول صفحه دوبعدی قطبیده شده است.

از معادله بدست آمده مشاهده می‌کنیم که برهمکنش‌های الکترون-فونون-فونون جفت شده، از سهم‌های مرتبه‌های بالا می‌آید یعنی $m > 1$. از این واقعیت که در نیمرساناهای قطبی مثل *GaAs*، الکترون‌ها با فونون‌ها نسبت به فوتون‌ها با شدت بیشتری برهمکنش می‌کنند، سهم رسانی

از برهمکنش های الکترون-فوتون-فونون بسیار کوچکتر از برهمکنش های الکترون-فونون یعنی $m=0$ است.

۳-۴: معادله‌های ترازمندی انرژی و تکانه

معادله ترازمندی تکانه را می‌توان با ضرب $\sum_{n,k} k$ به دو طرف معادله بولتزمان بدست آورد و سپس از روی آن رسانندگی را بدست آورد:

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m^*} \frac{\tau}{1 - i\omega\tau} \quad (11 - 3)$$

که τ ، زمان واهلش تکانه، برابر است با:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\hbar^2}{4\pi^4 n_e m^*} \sum_{n',n} \int d^2k d^2k' k_x (k'_x - k_x) \frac{\partial f(\epsilon_n + x)}{\partial x} W_{n'n}(k', k) \quad (12 - 3)$$

که $x = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$ است. رسانندگی بدست آمده در فرم فرمول درود است.

معادله ترازمندی انرژی را نیز می‌توان با ضرب $\sum_{n,k} E_n(k)$ به دو طرف معادله بولتزمان بدست آورد:

$$\sigma E^2 \cong -\frac{1-i\omega\tau}{4\pi^4} \sum_{n',n} \int d^2k d^2k' (E_{n'}(k') - E_n(k)) f(\epsilon_n + x) W_{n'n}(k', k) \quad (13 - 3)$$

در بدست آوردن دو معادله (۳-۴-۲) و (۳-۴-۳) از این تقریب که در حضور تابش

الکترومغناطیسی شدید و برای میدان dc ضعیف، میانگین سرعت در مقایسه با بردار موج الکترون

خیلی کوچک است، استفاده شد. بنابراین: $\hbar v k_x \ll k_B T_e$. که در نتیجه آن خواهیم داشت:

$$f_n(k, t) = f_n(\epsilon_n + x) - \hbar v k_x \frac{\partial f_n(\epsilon_n + x)}{\partial x} \quad (14 - 3)$$

برای مطالعه خواص تراپردی و اپتیکی دستگاه تحت تابش میدان الکترومغناطیسی، باید دو

کمیت قسمت حقیقی رسانندگی (یا تحرک پذیری) و آهنگ اتلاف انرژی الکترون مورد بررسی قرار

گیرد.

با توجه به رابطه (۳-۱۱)، قسمت حقیقی رسانندگی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$Re\sigma = \frac{n_e e^2}{m^*} \frac{\tau}{1+(\omega\tau)^2} \quad (۳-۱۵)$$

با قرار دادن رابطه (۳-۱۰) در رابطه (۳-۱۲) داریم:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau^+} + \frac{1}{\tau^-} \quad (۳-۱۶)$$

که علامت‌های مثبت و منفی به ترتیب مربوط به جذب و نشر فونون LO می‌باشد.

$$\frac{1}{\tau^\pm} = \frac{\alpha L_0 m^* \omega_{LO}^2}{\pi \hbar^3 n_e \sqrt{\pi k_B T_e}} \binom{N_0}{N_0+1} \sum_{n',n} \int_0^\infty \frac{dy}{\sqrt{y}} e^{\frac{-A_{nn'}^\pm(y)}{k_B T_e}} \times$$

$$(\epsilon_{n'} - \epsilon_n \mp \hbar\omega_{LO} + y) X_{n'n} \left(\left(\frac{2m^*y}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (۳-۱۷)$$

که در آن $A_{nn'}^\pm(y) = \epsilon_n + (\epsilon_{n'} - \epsilon_n \mp \hbar\omega_{LO} + y)^2 / 4y$ است.

و آهنگ اتلاف انرژی الکترون بصورت $P = Re(\sigma E_0^2)$ تعریف می‌شود که پس از مرتب سازی

رابطه (۳-۱۳) به صورت زیر بدست می‌آید:

$$Re\sigma E_0^2 = \frac{2\alpha L_0 m^* \omega_{LO}^3}{\pi^2 \hbar^2} \sqrt{k_B T_e} \binom{N_0}{N_0+1} \sum_{n',n} \int \frac{dy}{\sqrt{y}} X_{n'n} \left(\left(\frac{2m^*y}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \times$$

$$\left[(N_0 + 1) e^{\frac{-A_{nn'}^+(y)}{k_B T_e}} - N_0 e^{\frac{-A_{nn'}^-(y)}{k_B T_e}} \right] \quad (۳-۱۸)$$

معادله بالا، این حقیقت را می‌رساند که آهنگ انتقال انرژی خالص، تفاوت بین جذب و نشر

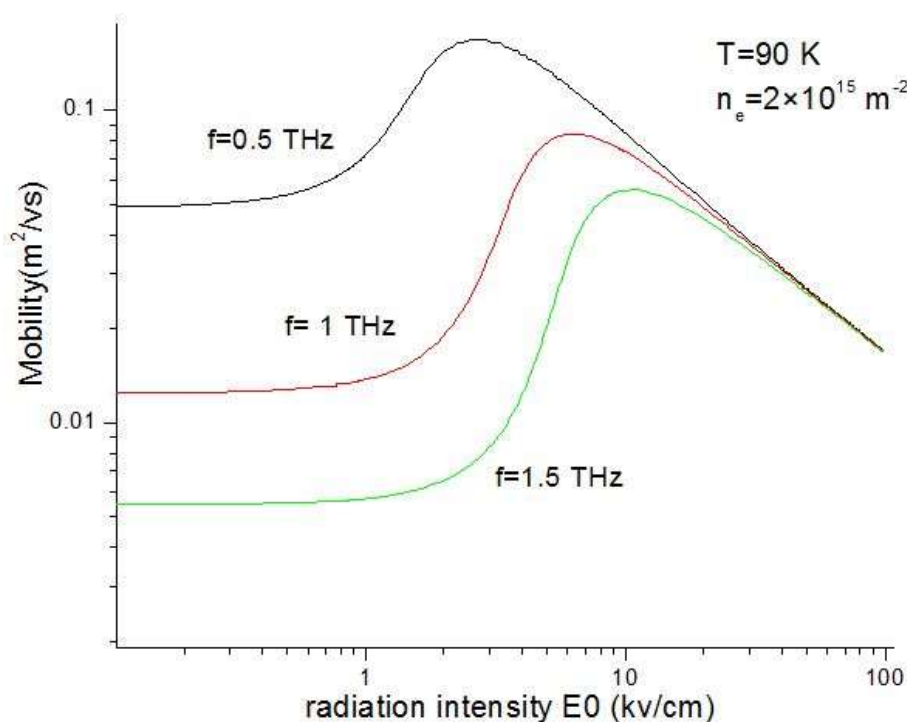
فونون بوسیله الکترون‌های گرم شده در ساختار است و نیز تنها فرآیندهای پراکندگی غیر الاستیک در

از دست دادن انرژی الکترون و گرم کردن الکترون‌ها مشارکت دارند [۱۰].

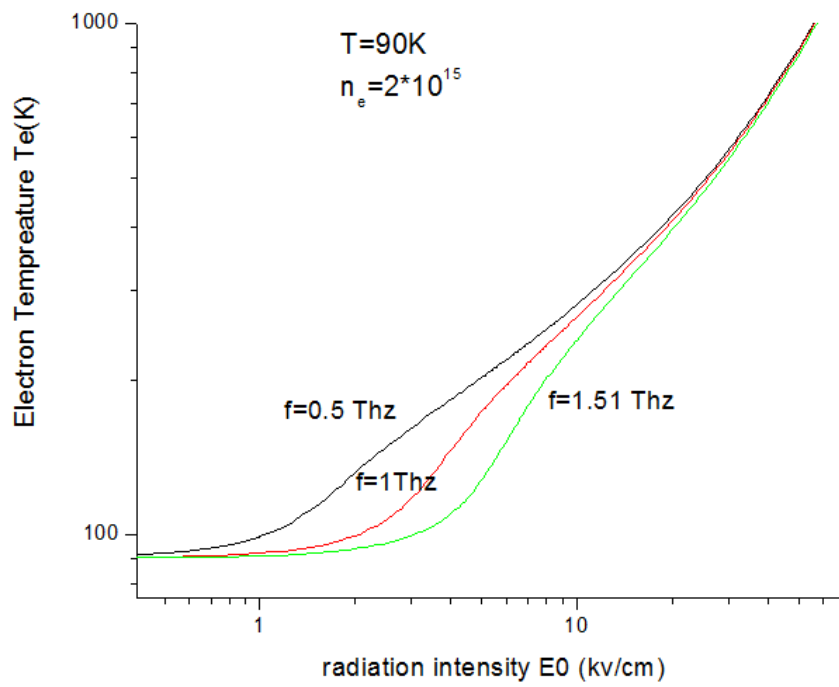
۳-۵: نتایج برای گاز الکترون دوبعدی

در بخش‌های قبل، روابط مرجع (۶) بازنویسی شدند و محاسبات عددی روابط آن انجام داده شد و نمودارهای مقاله و نیز تعدادی نمودار دیگر نیز بدست آمدند. در زیر تعدادی از این نمودارهای بدست آمده، قرار داده شده‌اند.

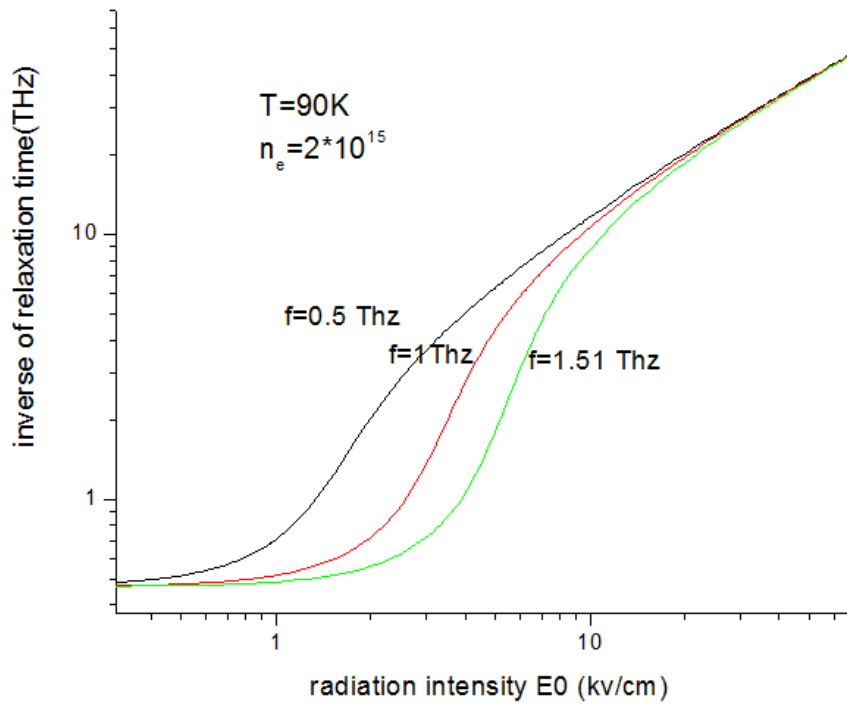
نتایج عددی بدست آمده از این روابط برای مورد $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ با ساختار نامتجانس در زیر آمده است. در انجام محاسبات عددی با احتساب مقادیر $m^* = 0.0665 m_e$ جرم الکترون آزاد، چگالی الکترونی $n_e = 2 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ ، چگالی بار تهی $n_{\text{depl}} = 5 \times 10^{14} \text{m}^{-2}$ ، ثابت در الکترونیک $\kappa = 12.9$ ، انرژی فونون $\hbar\omega_{\text{LO}} = 13.6 \text{meV}$ و ثابت جفت‌شدگی $\alpha = 0.068$ انجام پذیرفته است.



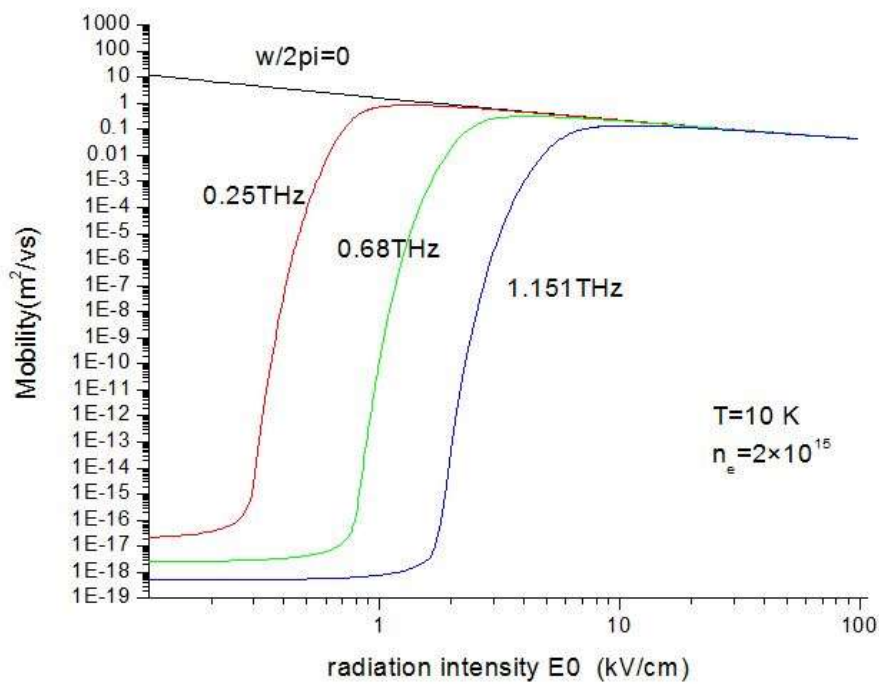
شکل ۱-۳: تحرک پذیری برحسب شدت تابش برای دمای ۹۰ کلوین برای فرکانس‌های مختلف



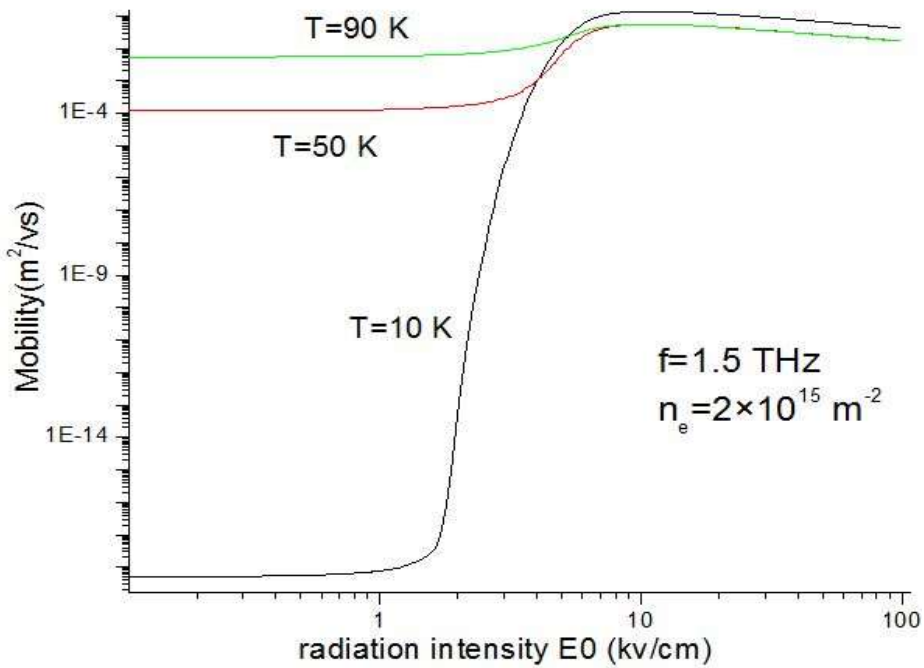
شکل ۲-۳: دمای الکترونی بر حسب شدت تابش برای دمای ۹۰ کلوین برای فرکانس‌های مختلف



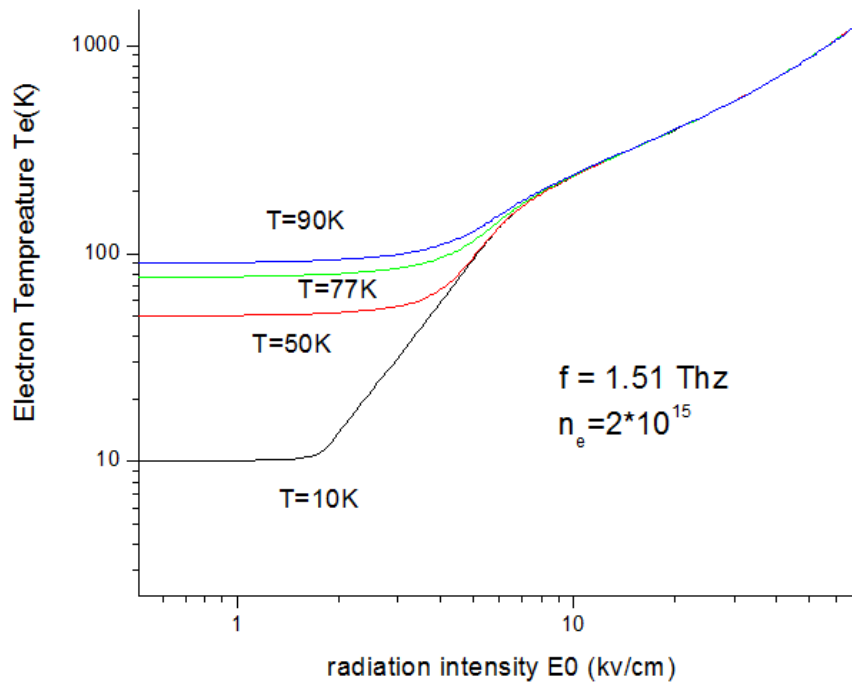
شکل ۳-۳: وارون زمان واهلش بر حسب شدت تابش برای دمای ۹۰ کلوین برای فرکانس‌های مختلف



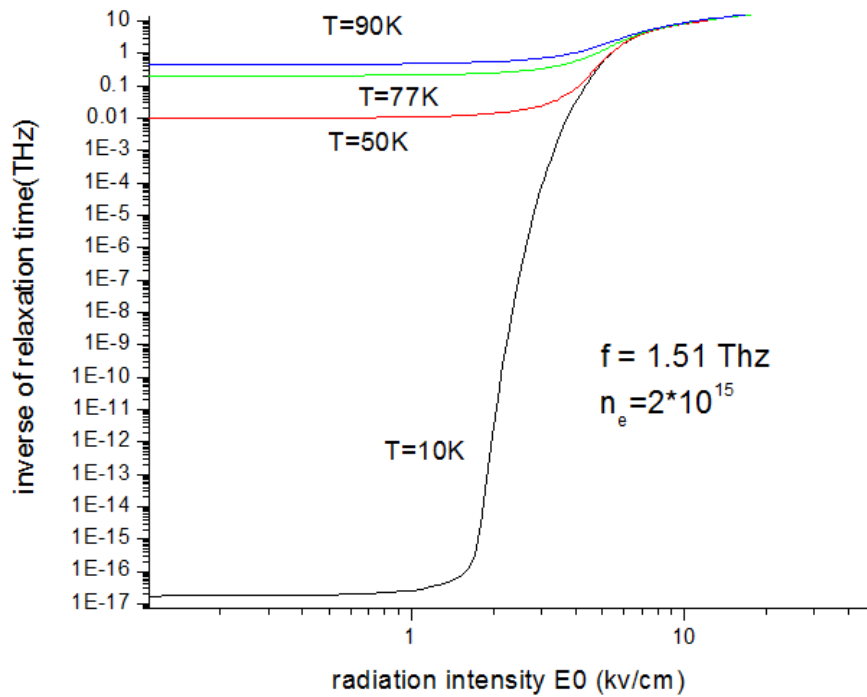
شکل ۴-۳: تحرک پذیری بر حسب شدت تابش برای دمای ۱۰ کلوین برای فرکانس‌های مختلف



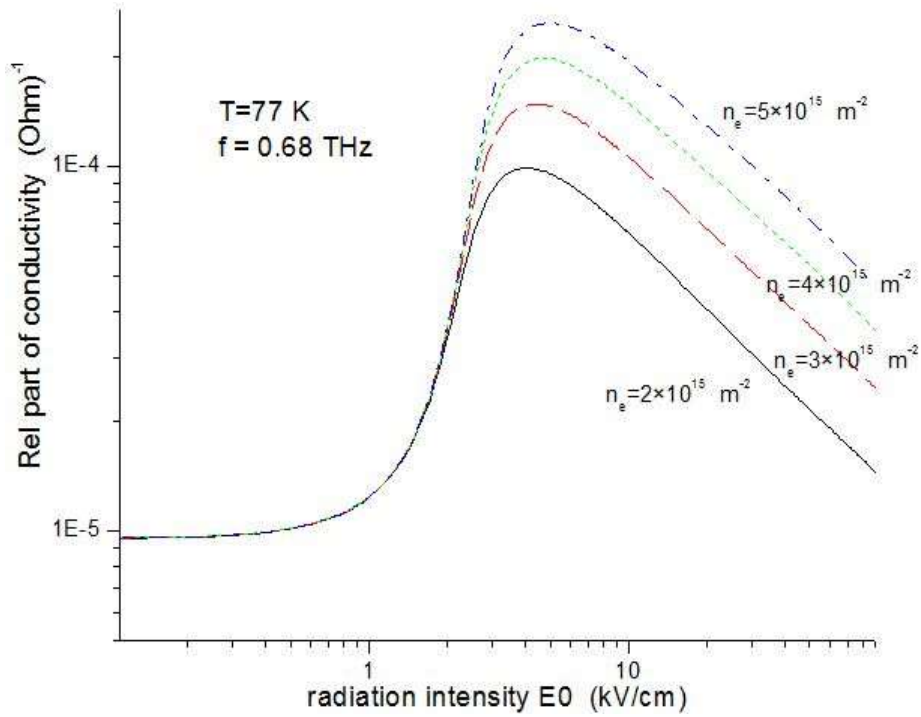
شکل ۳-۵: تحرک پذیری بر حسب شدت تابش برای دماهای مختلف در فرکانس ثابت



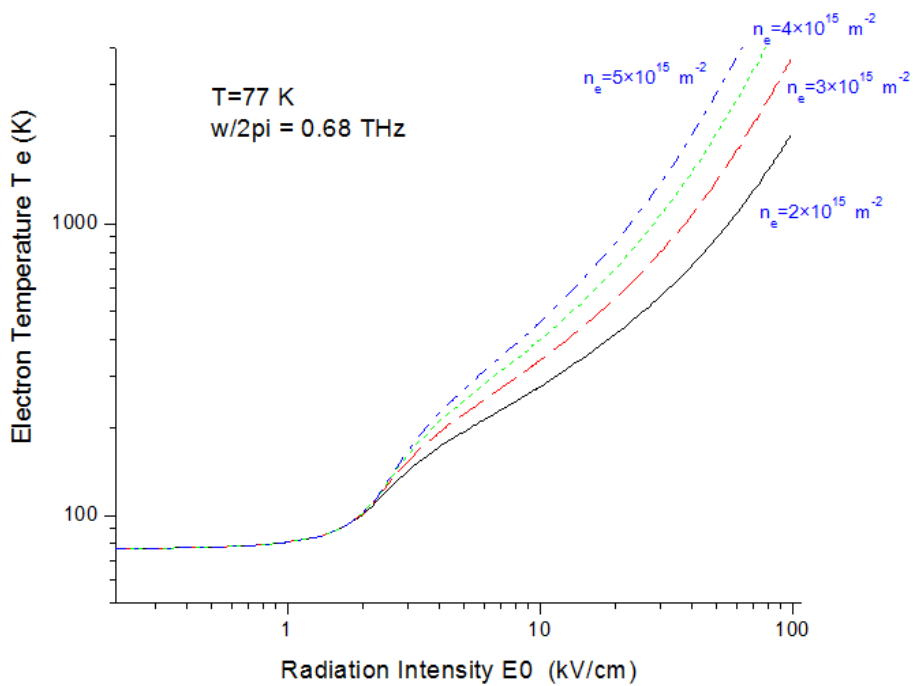
شکل ۳-۶: دمای الکترونی بر حسب شدت تابش برای دماهای مختلف در فرکانس ثابت



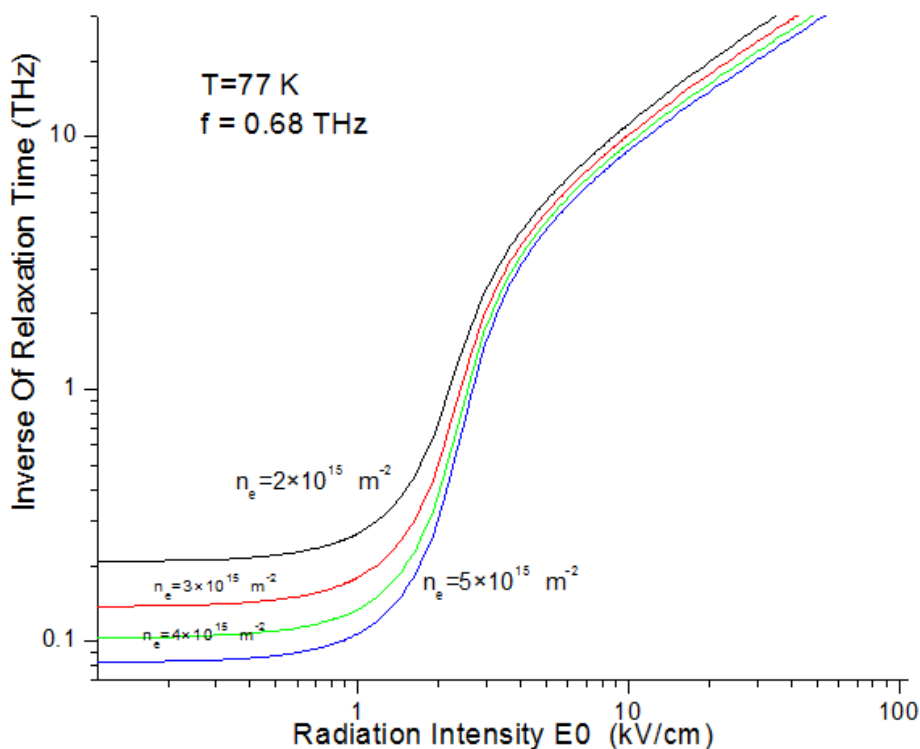
شکل ۳-۷: وارون زمان واهلش بر حسب شدت تابش برای دماهای مختلف در فرکانس ثابت



شکل ۸-۳: رسانندگی بر حسب شدت تابش برای چگالی‌های الکترونی‌های مختلف در فرکانس ثابت



شکل ۹-۳: دمای الکترونی بر حسب شدت تابش برای چگالی‌های الکترونی‌های مختلف در فرکانس ثابت



شکل ۱۰-۳: وارون زمان واهلش برحسب شدت تابش برای چگالی‌های الکترونی مختلف در فرکانس ثابت

با توجه به شکل‌های ۲-۳ و ۳-۳، در میدان‌های اعمالی پایین، دمای الکترونی خیلی نزدیک به دمای نمونه است و زمان واهلش تکانه نیز خیلی نزدیک به مقدار خود در فرکانس صفر است و در هر دو یک پاسخ خطی مشاهده می‌شود و نیز در هر دو تأثیر فرکانس در میدان‌های پایین، خیلی ضعیف است. برخلاف دمای الکترونی و زمان واهلش، تحرک پذیری (رسانندگی)، شدیداً به فرکانس وابسته است. با افزایش شدت تابش الکترون‌ها گرم شده و دمای الکترونی و عکس زمان واهلش سریعاً افزایش می‌یابد.

برای $f \neq 0$ با افزایش شدت تابش، رسانندگی و تحرک پذیری ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. برای یک شدت تابش معین، با افزایش f تحرک پذیری و رسانندگی کاهش می‌یابد. در شدت میدان‌های بزرگ، اثر ω روی تحرک پذیری ضعیف می‌شود و نیز در شدت‌های بسیار بالا وابستگی تحرک پذیری الکترونی به فرکانس تابش ω از بین می‌رود. به عبارتی اثرات جفت‌شدگی الکترون-فوتون در شدت‌های تابش بالا تعیین‌کننده رفتار و نحوه تراپرد الکترونی نبوده و لذا تحرک

پذیری تابع فرکانس تابش نیست. با مقایسه نتایج مشاهده می‌شود که با افزایش دما آستانه توقف وابستگی تحرک پذیری الکترونی به فرکانس، به شدت‌های تابش بالاتر جابجا می‌شود.

با توجه به شکل‌های ۳-۵ و ۳-۶ و ۳-۷، برای یک فرکانس ثابت، با افزایش دما، تحرک پذیری، دمای الکترونی و عکس زمان واهلش افزایش می‌یابد. با افزایش شدت میدان اعمالی، این تأثیر از بین می‌رود به طوری که در شدت‌های بزرگ میدان، تأثیر دما از بین می‌رود.

شکل‌های ۳-۸ و ۳-۹ و ۳-۱۰، وابستگی رسانندگی، دمای الکترونی و زمان واهلش را به شدت میدان تابشی در چگالی‌های الکترونی مختلف برای دما و فرکانس ثابت نشان می‌دهد. برای یک شدت تابش معین، با افزایش چگالی الکترونی، رسانندگی و دمای الکترونی افزایش می‌یابند. با افزایش شدت میدان تابشی، وابستگی رسانندگی و دمای الکترونی به چگالی الکترونی افزایش می‌یابد. و در شدت‌های پایین، اثر چگالی در هر دو از بین می‌رود. با افزایش شدت میدان تابشی، پیش از نمایان شدن اثر چگالی، رسانندگی افزایش می‌یابد ولی پس از آن رسانندگی کاهش می‌یابد و اثر چگالی بر آن ظاهر می‌شود.

برای وارون زمان واهلش، نتایج خلاف دمای الکترونی و رسانندگی است و اثر چگالی در شدت‌های پایین وجود دارد و با افزایش شدت تابش اثر چگالی بر زمان واهلش تقریباً از بین می‌رود. در یک شدت تابشی معین با افزایش چگالی الکترونی، وارون زمان واهلش کاهش می‌یابد. این نتایج با نتایج بدست آمده از مطالعات تجربی در مرجع ۱۱ و ۱۳ مطابقت دارد.

فصل چهارم

ترابرد غیرخطی در سیم کوانتومی تحت تابش

لیزر

۴-۱: مقدمه

با توجه به توسعه فناوری و فراهم آمدن امکان بهره‌برداری از ساختارها و قطعاتی در ابعاد نانو از قبیل چاه‌ها، سیم‌ها و نقاط کوانتومی و نیز با گسترش سریع در توسعه و کاربرد منابع لیزر توان بالا و فرکانس تنظیم‌پذیر همچون لیزرهای الکترون آزاد (FEL)، بررسی خواص تراپردی و اپتیکی در نانو ساختارهای تحت تابش الکترومغناطیسی تراهرتز عملی شده است. بنابراین به جهت فراهم آوردن درک عمیق از نتایج حاصل از مطالعات تجربی و توسعه کاربرد، بررسی نظری همه جانبه دستگاه‌های مذکور اجتناب‌ناپذیر است.

با ظهور تکنیک‌های مدرن رشد نیمرساناها، همچون روآراستی باریکه مولکولی، می‌توان ساختارهای مصنوعی با لایه‌ای به عرض چند نانومتر رشد داد و نیز می‌توان بر روی آن با استفاده از لیتوگرافی باریکه الکترونی یا سایر روش‌های لیتوگرافی (مثل باریکه یونی، اشعه ایکس، میکروسکوپ تونل زنی پویسی)، در بعد عرضی نیز محدودیت کوانتومی در محدوده ۱۰ نانومتر ایجاد کرد. بنابراین یک ساختار با محدودیت در دو بعد (سیم کوانتومی) بدست خواهد آمد. چنین ساختارهایی قابلیت‌های بی‌نظیری را برای بهبود و تولید ابزارهایی با خواص نوری و الکتریکی فوق‌العاده را ایجاد کرده‌اند. خواص تراپردی و اپتیکی چنین ساختارهای کوانتومی به شدت تحت تأثیر ابعاد آن است [۳].

اگر یک سیم کوانتومی را تحت تابش امواج تراهرتز قرار دهیم، انرژی‌های آن (یعنی انرژی‌های نوارهای الکترونی، جنبشی، فرمی، فونون، پلاسمون و ...) از مرتبه انرژی تراهرتز فوتون خواهند بود پس انرژی‌ها از مرتبه میلی‌الکترون‌ولت خواهند بود ($\hbar\omega \sim meV \rightarrow \omega \sim THz$). بنابراین آهنگ پراکندگی الکترونی با ناخالصی‌ها و فونون‌ها در مقیاس تراهرتز می‌باشند. [۱۰، ۱۲]

در این فصل تراپرد غیرخطی و خواص نوری یک سیم کوانتومی شبه دوبعدی در صفحه xy که تحت تابش لیزر قطبیده در راستای محور x، با استفاده از رهیافتی مبتنی بر معادله تراپرد بولتزمن و با احتساب پراکندگی‌های الکترون-فونون نوری طولی بررسی می‌شود.

ابتدا از روی معادله‌های ترازمندی انرژی و تکانه، رسانندگی و تحرک پذیری و آهنگ اتلاف انرژی الکترون بدست می‌آید و سپس آهنگ گذار الکترونی با فرض غالب بودن برهمکنش الکترون فونون نوری طولی، محاسبه می‌شود و سپس با استفاده از نتایج، رسانندگی و تحرک پذیری برای نمونه $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ نامتجانس بررسی می‌شود.

۲-۴: معادله جرم مؤثر

یک سیستم گاز الکترون شبه یک‌بعدی را تحت تابش شدید لیزر در نظر می‌گیریم. میدان لیزر را بصورت یک میدان الکتریکی در نظر می‌گیریم و از مؤلفه میدان مغناطیسی لیزر به جهت ضعیف بودن آن می‌توان صرف‌نظر کرد. میدان الکتریکی لیزر را در راستای محور x در نظر می‌گیریم. میدان لیزر می‌تواند بوسیله پتانسیل برداری $A(t)$ ، بصورت زیر بیان شود:

$$\vec{A}(t) = \frac{Ec}{\omega} \sin(\omega t) \hat{e}_x \quad (1-4)$$

که E دامنه میدان لیزر و ω فرکانس میدان لیزر است.

$$\vec{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} = E \cos(\omega t) \hat{e}_x \quad (2-4)$$

معادله جرم مؤثر وابسته به زمان برای تک الکترون جفت شده با میدان لیزر، بصورت زیر خواهد بود:

$$i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(r, t) = \frac{1}{2m^*} \left(P_x + \frac{e}{c} A(t) \right)^2 \Psi(r, t) + \frac{1}{2m^*} P_y^2 + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 y^2 \quad (3-4)$$

که m^* جرم مؤثر الکترون و e بار الکتریکی پایه و c سرعت موج الکترومغناطیسی در خلا و $\Psi(r, t)$ تابع موج الکترون است. $V_c = \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 y^2$ پتانسیل محدودکننده در راستای y و ω_0 فرکانس نوسان در راستای y است. در غیاب میدان لیزر این معادله به معادله جرم مؤثر برای یک الکترون آزاد تقلیل می‌یابد:

$$i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(r, t) = \frac{\bar{p}^2}{2m^*} \Psi(r, t) + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 y^2 \quad (4-4)$$

که ویژه توابع آن به شکل زیر است:

$$\Psi_k(r, t) = \frac{1}{\sqrt{L}} \exp(-i \varepsilon_{k_x, n} t) e^{i k_x x} \zeta_n(y) \quad (5-4)$$

که در آن $\varepsilon_{k_x, n} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_0$ و $\zeta_n(y)$ ویژه توابع نوسانگر هماهنگ است.

جواب دقیق معادله جرم مؤثر (4-3) را می‌توان با بکارگیری یک عملگر یکانی مناسب بدست

آورد. این عملگر باید معادله (4-3) را به (4-4) تبدیل کند، یعنی باید داشته باشیم:

$$U^\dagger \left(H - i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \right) U = H_0 - i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad (6-4)$$

که H و H_0 بصورت زیر است:

$$H = \frac{P_y^2}{2m^*} + \frac{1}{2m^*} (P_x + \frac{e}{c} A)^2 + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 y^2 \quad (7-4)$$

$$H_0 = \frac{P_y^2}{2m^*} + \frac{P_x^2}{2m^*} + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 y^2 \quad (8-4)$$

شکل U باید بصورت زیر باشد:

$$U(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} u_1(t)\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar} u_2(t) P_x\right) \quad (9-4)$$

حال باید u_1 و u_2 را پیدا کنیم. این دو عملگر نیستند و تنها P_x عملگر می‌باشد. با جایگذاری

مقادیر H و H_0 و U و U^\dagger در رابطه (6-4) و نیز با استفاده از روابط جابجایی کانونیک خواهیم

داشت :

$$\dot{u}_1(t) = \frac{e^2 E^2}{2m^* \omega^2} \sin^2(\omega t) \quad (10-4)$$

$$\dot{u}_2(t) = -\frac{eE}{m^* \omega} \sin(\omega t) \quad (11-4)$$

با اعمال شرایط اولیه $u_1(0) = u_2(0) = 0$ ، u_1 و u_2 بصورت زیر خواهند آمد:

$$u_1(t) = \frac{e^2 E^2}{8m^* \omega^3} [\sin 2\omega t - 2\omega t] = \hbar \gamma_1 [\sin 2\omega t - 2\omega t] \quad (12-4)$$

$$u_2(t) = \frac{eE}{m^* \omega^2} [1 - \cos \omega t] = \gamma_0 [1 - \cos \omega t] \quad (13-4)$$

که $\gamma_0 = \frac{eE}{m^* \omega^2}$ و $\gamma_1 = \frac{e^2 E^2}{8\hbar m^* \omega^3}$ هستند. $\frac{\gamma_0}{2}$ متوسط مسافت واهلش الکترون در یک دوره از تابش تراهرتز لیزر است و γ_1 نشان‌دهنده انرژی القایی به سبب برهمکنش الکترون با میدان لیزر است.

جواب دقیق معادله جرم مؤثر وابسته به زمان برای تک الکترون در میدان شدید لیزر می‌تواند با عمل کردن $U(t)$ بر روی ویژه توابع الکترون آزاد تعیین شود.

$$\Psi_k(r, t) = \frac{1}{L} e^{i\gamma_1 [\sin 2\omega t - 2\omega t]} e^{i\gamma_0 k_x [1 - \cos \omega t]} e^{-\frac{iE(k_x)t}{\hbar}} e^{ik_x x} \zeta_n(y) \quad (14-4)$$

این جواب در نمایش کت بصورت زیر خواهد بود:

$$|k_x, n, t\rangle = \psi_K(R, t) = |k_x, n, 0\rangle e^{-\frac{i[E(k) - 2\gamma_1 \hbar \omega]t}{\hbar}} e^{i\gamma_0 k_x [1 - \cos \omega t]} e^{i\gamma_1 \sin 2\omega t} \zeta_n(y) \quad (15-4)$$

که $|k_x, n, 0\rangle = |k_x, n\rangle = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_x x} \zeta_n(y)$ تابع موج الکترون در زمان $t=0$ است و K تابع موج الکترون و $E(k_x, n) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_0$ طیف انرژی الکترون است.

۳-۴: برهمکنش الکترون-فونون

تحرك پذیری حامل‌ها در نیم‌رساناهای قطبی مثل گالیم آرسناید، در بسیاری از موارد بوسیله برهمکنش فونون‌های اپتیکی طولی (فونون LO) با حامل‌های بار تعیین می‌شود. برای کریستال‌های گالیم آرسناید با چگالی ناخالصی و نقص‌های پایین، سرعت‌های الکترون حالت‌پایا در حضور میدان الکتریکی خارجی غالباً بوسیله آهنگ گسیل فونون‌های LO بوسیله الکترون‌ها تعیین می‌شوند.

الکترون در چنین نیمرسانایی در واکنش به میدان الکتریکی خارجی شتاب می‌گیرد تا زمانی که انرژی الکترون به مقدار لازم برای گسیل فونون LO برسد. وقتی انرژی الکترون به مقدار آستانه برای گسیل فونون برسد (که این مقدار برای گالیم آرسناید 36meV است)، یک فونون LO گسیل خواهد کرد [۳۵].

در حضور میدان‌های شدید، الکترون‌ها در سیستم گرم خواهند شد و برهمکنش‌های الکترون-فونون LO، به‌عنوان برهمکنش غالب و اصلی خواهد بود و سایر از برهمکنش‌ها می‌توان چشم‌پوشی کرد [۱۰].

در این بخش با در نظر گرفتن برهمکنش الکترون-فونون LO، آهنگ گذار حالت‌پایا برای الکترون پراکنده‌شده از حالت $\Psi_{k,n}$ به حالت $\Psi_{k',n'}$ محاسبه می‌شود. برای گاز الکترونی تحت تابش لیزر تراهرتز، معادله جرم مؤثر وابسته به زمان الکترون می‌تواند بصورت تحلیلی حل شود و تأثیر میدان تابشی می‌تواند دقیقاً درون تابع موج الکترونی وابسته به زمان $\Psi(r,t)$ ، در نظر گرفته شود. با استفاده از نظریه اختلال وابسته به زمان - که تنها برهمکنش الکترون-فونون به عنوان اختلال رفتار می‌کند - می‌توان آهنگ گذار الکترونی حالت‌پایای مرتبه اول ایجادشده بوسیله پراکندگی الکترون-فونون را بدست آورد و سپس با اعمال هامیلتونی فروهلیچ - به عنوان هامیلتونی برهمکنش الکترون-فونون LO - رابطه کلی برای آهنگ گذار الکترون بدست خواهد آمد.

سیستمی که در نظر گرفته‌شده، می‌تواند بوسیله هامیلتونی تک الکترون توصیف شود، $H'(t) = H(t) + V(t)$ ، که $V(t)$ معرف اختلال وابسته به زمان است.

برای سیستم ایده آل موردنظر تحت تابش میدان الکترومغناطیسی قطبیده در طول محور x ، هامیلتونی را برای الکترون غیر برهمکنشی بصورت زیر داشتیم:

$$H = \frac{P_y^2}{2m^*} + \frac{1}{2m^*} (P_x - \frac{e}{c} A)^2 + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 y^2 \quad (۴ - ۱۶)$$

هامیلتونی اختلال (ناشی از مثلاً مکانیزم‌های برهمکنش الکترونی) را بصورت $V(t) = H_j e^{i\omega_j t}$

در نظر می‌گیریم که در H_j مستقل از زمان و ω_j مشخصه فرکانس برای j امین مرکز پراکندگی است. نمادگذاری‌های زیر را تعریف می‌کنیم: $|\alpha\rangle = |k_x, n; t\rangle$ و $E_a = E(k_{x,n}) + 2\gamma \hbar \omega$ و $V_{ba}(t) = \langle b|V(t)|a\rangle$ و $\omega_{ba} = (E_a + E_b + \hbar\omega_j)/\hbar$.

طبق نظریه استاندارد اختلال وابسته به زمان، با در نظر گرفتن سهم مرتبه اول در دامنه در نمایش $\{H(t)\}$ ، گذار از حالت $|a\rangle$ به $|b\rangle$ تحت $V(t)$ ، می‌تواند بصورت زیر محاسبه شود:

$$\begin{aligned} \langle b|U^1|a\rangle &= \int_0^t d\tau \frac{V_{ba}(\tau)}{i\hbar} \\ &= \frac{\langle k'_{x,n'}|H_j|k_{x,n}\rangle}{i\hbar} e^{-i\gamma_0(k'_x - k_x)} \int_0^t d\tau e^{i\omega_{ba}\tau} e^{i\gamma_0(k'_x - k_x)\cos\omega\tau} \end{aligned} \quad (17-4)$$

با استفاده از اتحاد $e^{iz \cos x} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(z) e^{imx}$ و نیز $\int e^{ixt} dt = \frac{2}{x} e^{ixt/2} \sin(\frac{xt}{2})$ و $\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{x^2} \sin^2 \frac{xt}{2\hbar} = \frac{\pi t}{2\hbar} \delta(x)$ با J تابع بسل، آهنگ گذار حالت پایا برای پراکندگی الکترون از حالت $|K\rangle$ به حالت $|K'\rangle$ ، بصورت زیر بدست می‌آید. [۳۸-۴۰]

$$\begin{aligned} W(K', K) = W_{ba} &= \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\partial}{\partial \tau} |\langle b|U^1|a\rangle|^2 = \frac{2\pi}{\hbar} \langle k'_{x,n'}|H_j|k_{x,n}\rangle|^2 \times \\ &\times \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2\{\gamma_0(k'_x - k_x)\} \delta(E(k'_x) - E(k_x) + m^* \hbar \omega + \hbar \omega_j) \end{aligned} \quad (18-4)$$

در رابطه بالا برای همکنش الکترون-فونون LO ، H_j هامیلتونی فروهلیچ (Fröhlich) است.

$$H_j = H_{Fr} = \sum_q (V_q e^{i q \cdot r} b_q + V_q^+ e^{i q \cdot r} b_q^+) \quad (19-4)$$

که در آن b_q و b_q^+ به ترتیب عملگرهای خلق و نابودی فونون،

$$\alpha = \frac{e^2}{2 \hbar \omega_{LO}} \left(\frac{2 m^* \omega_{LO}}{\hbar} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \text{ و } V_q = -i \hbar \omega_{LO} \left(\frac{4 \pi \alpha}{L^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar}{2 m^* \omega_{LO}} \right)^{1/4} \frac{1}{q}$$

جفت‌شدگی الکترون با فونون نوری طولی (LO) می‌باشد. در روابط بالا $\hbar \omega_{LO}$ انرژی فونون و ϵ_∞ ضریب دی‌الکتریک نوری می‌باشند.

هامیلتونی برهمکنش جمع بر روی تمامی بردارهای موج فونون ممکن (q_x, q_y, q_z) است،

$$M(k'_x, k_x) = |\langle k'_{x,n'} | H_j | k_{x,n} \rangle|^2 = \left(\frac{2\pi e^2 \hbar \omega_{LO}}{L^2} \right) \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)$$

$$\times \left| \sum_{q_x} \sum_{q_y} \sum_{q_z} \langle k'_x, n'_y, N'_0 | e^{i q \cdot r} b_q + e^{-i q \cdot r} b_q^\dagger | k_x, n_y, N_0 \rangle \right|^2 \quad (20 - 4)$$

از آنجا که حالت های ممکن، کوچک و نزدیک به هم می باشند، می توان آن ها را پیوسته در نظر

گرفت و جمع را به انتگرال تبدیل کرد:

$$M(k'_x, k_x) = \left(\frac{2\pi e^2 \hbar \omega_{LO}}{L^2} \right) \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \frac{L^6}{(2\pi)^6}$$

$$\times \left| \iiint dq_x dq_y dq_z \langle k'_x, n'_y, N'_0 | e^{i q \cdot r} b_q + e^{-i q \cdot r} b_q^\dagger | k_x, n_y, N_0 \rangle \right|^2 \quad (21 - 4)$$

اگر عبارت داخل براکت را $R(k'_x, k_x)$ بنامیم، پس از ساده سازی و اعمال عملگرهای خلق و نابودی فونون داریم:

$$\begin{aligned} R(k'_x, k_x) &= \langle k'_x, n'_y, N'_0 | e^{i q \cdot r} b_q | k_x, n_y, N_0 \rangle + \langle k'_x, n'_y, N'_0 | e^{-i q \cdot r} b_q^\dagger | k_x, n_y, N_0 \rangle = \\ &= \langle k'_x, n'_y, N'_0 | e^{i q \cdot r} \sqrt{n_q} | k_x, n_y, N_0 - 1 \rangle + \\ &+ \langle k'_x, n'_y, N'_0 | e^{-i q \cdot r} \sqrt{n_q + 1} | k_x, n_y, N_0 + 1 \rangle \quad (22 - 4) \end{aligned}$$

به دلیل تعامد، حالت های اولیه و نهایی کریستال باید برابر باشند. تمامی حالت های ممکن صفر می شود به جز دو مورد:

الف) $N'_0 = N_0 + 1$: تولید فونون (گسیل فونون از الکترون)

$$\begin{aligned} R^{ems} &= \langle k'_x, n'_y, N_0 + 1 | e^{-i q \cdot r} \sqrt{N_0 + 1} | k_x, n_y, N_0 + 1 \rangle = \\ &= \sqrt{N_0 + 1} \langle k'_x, n'_y | e^{-i q \cdot r} | k_x, n_y \rangle \quad (23 - 4) \end{aligned}$$

ب) $N'_0 = N_0 - 1$: نابودی فونون (جذب فونون بوسیله الکترون)

$$\begin{aligned} R^{abs} &= \langle k'_x, n'_y, N_0 - 1 | e^{-i q \cdot r} \sqrt{N_0} | k_x, n_y, N_0 - 1 \rangle = \\ &= \sqrt{N_0} \langle k'_x, n'_y | e^{i q \cdot r} | k_x, n_y \rangle \quad (24 - 4) \end{aligned}$$

با قرار دادن دو رابطه بالا در یک رابطه داریم:

$$R^{ems/abs} = \sqrt{N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}} \langle k'_x, n'_y | e^{\mp i q \cdot r} | k_x, n_y \rangle \quad (25 - 4)$$

پس از بدست آوردن ویژه حالت های فونون، حال باید ویژه حالت های الکترون را حساب کنیم.

الکترونی که یک فونون را جذب یا گسیل می‌کند، خودش نابود یا تولید نمی‌شود. بلکه الکترون به یک حالت کوانتومی جدید n' و بردار موج جدید k' گذار می‌کند. حال بردار های حالت را به بعدهای مستقل بسط می‌دهیم:

$$R_{\text{abs}}^{\text{ems}} = \sqrt{N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}} \langle n' | e^{\mp i q_z z} | n \rangle \langle k'_x | e^{\mp i q_x x} | k_x \rangle \times \\ \times \langle \varphi_{n'_y} | e^{\mp i q_y y} | \varphi_{n_y} \rangle \quad (26 - 4)$$

برای بعد y داریم:

$$\langle \varphi_{n'_y} | e^{\mp i q_y y} | \varphi_{n_y} \rangle = \langle \varphi_{n'_y} | \int dy | y \rangle \langle y | e^{\mp i q_y y} | \varphi_{n_y} \rangle = \\ \int dy \varphi_{n'_y}^* e^{\mp i q_y y} \varphi_{n_y} \quad (27 - 4)$$

که در آن $\varphi_{n_y}(y)$ ویژه توابع نوسانگر هماهنگ هستند

$$\varphi_{n_y}(y) = (2\pi l_0^2)^{-\frac{1}{4}} (2^n n!)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\xi^2}{2}} H_n(\xi) \quad (28 - 4)$$

که در آن $H_n(\xi)$ چند جمله ای هرمیت و $\xi = \frac{y}{\sqrt{2}l_0}$ است. با جا گذاری در رابطه (27 - 4) خواهیم داشت:

$$\langle \varphi_{n'_y} | e^{\mp i q_y y} | \varphi_{n_y} \rangle = \\ \int dy (2\pi l_0^2)^{-\frac{1}{2}} (2^{n'} 2^n n'! n!)^{-\frac{1}{2}} e^{-\xi^2} e^{\mp i q_y y} H_{n'}(\xi) H_n(\xi) \quad (29 - 4)$$

حال از اتحاد زیر برای محاسبه انتگرال استفاده می‌کنیم:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-(x-y)^2} H_m(x) H_n(x) dy = 2^n \sqrt{\pi} m! y^{n-m} L_m^{n-m}(-2y^2) \quad , n \geq m, \quad (30 - 4)$$

با استفاده از انتگرال فوق، حاصل عبارت (27 - 4) بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\langle \varphi_{n'_y} | e^{\mp i q_y y} | \varphi_{n_y} \rangle = \left(\frac{n_y!}{n'_y!} \right)^{\frac{1}{2}} (i q_y l_0)^{n_y > -n_y <} L_{n_y >}^{-n_y <} (q_y^2 l_0^2) e^{-\frac{q_y^2 l_0^2}{2}} = \\ \sqrt{C_{n'_y, n_y}} \quad (31 - 4)$$

که در آن $L_{n_y <}^{n_y >} (q_y^2 l_0^2)$ توابع لاگور^{۴۲} هستند. برای بعد x داریم:

⁴² Associated Laguerre Polynomial

$$\begin{aligned} \langle k'_x | e^{\mp i q_x x} | k_x \rangle &= \langle k'_x | \int dx |x\rangle \langle x | e^{\mp i q_x x} \int dx |x\rangle \langle x | k_x \rangle = \\ \frac{1}{L} \iint dx dx' e^{-ik'_x x} \langle x' | e^{\mp i q_x x} | x \rangle e^{ik_x x'} &= \frac{1}{L} \iint dx e^{-ik'_x x} e^{\mp i q_x x} e^{ik_x x} = \\ \frac{1}{L} \iint dx e^{ix(-k'_x \mp q_x + k_x)} &= \frac{2\pi}{L} \delta(k'_x \pm q_x - k_x) \quad (32 - 4) \end{aligned}$$

و در نهایت حاصل R^{ems} بصورت زیر می شود:

$$R^{\text{ems/abs}} = \frac{2\pi}{L} \sqrt{N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \langle n' | e^{\mp i q_z z} | n \rangle} \sqrt{C_{n'_y, n_y}} \delta(k'_x \pm q_x - k_x) \quad (33 - 4)$$

قبل از جاگذاری مقدار R^{ems} در رابطه (4 - 21)، حاصل انتگرال زیر حساب خواهد شد:

$$\left| \int dq_y \sqrt{C_{n'_y, n_y}} \right|^2 = \left| \left(\frac{n_{y<}}{n_{y>}} \right)^{\frac{1}{2}} (iq_y l_0)^{n_{y>} - n_{y<}} L_{n_{y<}}^{n_{y>} - n_{y<}} (q_y^2 l_0^2) e^{-\frac{q_y^2 l_0^2}{2}} \right|^2 \quad (34 - 4)$$

با تغییر متغیرهای $x = q_y^2 l_0^2$ و $k = n_{y>} - n_{y<}$ و $n = n_{y<}$ خواهیم داشت:

$$\left| \int dq_y \sqrt{C_{n'_y, n_y}} \right|^2 = \frac{n!}{(k+n)!} \frac{1}{4l_0^2} \frac{2\pi}{L} \int dx x^{k-1} e^{-x} [L_n^k(x)]^2 \quad (35 - 4)$$

با استفاده از اتحاد زیر

$$\int dx x^{k-1} e^{-x} [L_n^k(x)]^2 = \frac{(k+n)!}{n!} (2n + k + 1) \quad (36 - 4)$$

خواهیم داشت:

$$\left| \int dq_y \sqrt{C_{n'_y, n_y}} \right|^2 = \frac{\pi}{2l_0^2 L} (n_{y>} + n_{y<} - 1) \quad (37 - 4)$$

با جایگذاری روابط (4 - 34) و (4 - 37) در (4 - 27) خواهیم داشت:

$$M(k'_x, k_x) = \frac{\hbar^2 \alpha \omega_{LO}^2}{4\pi l_0} \left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) X_{n'n}(q) \delta_{k'_x, q_x + k_x} (n_{y>} + n_{y<} - 1) \quad (38 - 4)$$

که در آن $\alpha = \frac{e^2}{2\hbar \omega_{LO}} \left(\frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)$ و $X_{n'n}(q) = \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \frac{| \langle n' | e^{i q_z z} | n \rangle |^2}{(q_x^2 + q_y^2 + q_z^2)}$

جفت‌شدگی الکترون با فونون نوری طولی (LO) می باشد.

در نهایت با جایگذاری رابطه بالا در رابطه (4 - 18)، آهنگ گذار الکترونی بصورت زیر بدست خواهد

آمد:

$$\begin{aligned} W_{\eta\eta}^{\pm}(k'_x, k_x) &= \frac{16\alpha l_0 \hbar \omega_{LO}^2}{l_0 L} \left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) X_{n'n}(q) \delta_{k'_x, q_x + k_x} (n_{y>} + n_{y<} - 1) \\ &\times \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(\gamma_0(k'_x - k_x)) \delta(E(k'_x) - E(k_x) + m^* \hbar \omega + \hbar \omega_j) \quad (39 - 4) \end{aligned}$$

علامت مثبت و منفی به ترتیب مربوط به جذب و گسیل فونون‌های با انرژی $\hbar\omega_{LO}$ می باشد.

$L_0 = \left(\frac{\hbar}{2m^*\omega_{LO}}\right)^{1/2}$ شعاع قطبش و N_0 عدد اشغال فونون LO است و بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$N_0 = \left(e^{\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_b T}} - 1\right)^{-1} \quad (40 - 4)$$

آهنگ گذار کل بصورت جمع آهنگ گذارهای مربوط به جذب و گسیل فونون تعریف می‌شود.

$$W_{\eta'\eta}(k'_x, k_x) = W_{\eta'\eta}^+(k'_x, k_x) + W_{\eta'\eta}^-(k'_x, k_x) \quad (41 - 4)$$

۴-۴: معادله‌های ترازمندی انرژی و تکانه

در سیستم‌های الکترونی، حضور یک پتانسیل خارجی (که در جهت Z و Y در نظر گرفته شده است)، باعث محدودیت حرکت الکترون در صفحه YZ می‌شود. حرکت الکترون در راستای محور X آزاد است.

سیم کوانتومی را بصورت گاز الکترونی رقیق شبه دوبعدی در نظر می‌گیریم. معادله بولتزمن حالت پایا برای یک سیم کوانتومی تحت تابش لیزر بصورت زیر است:

$$\frac{\partial f_n(\mathbf{K}, t)}{\partial t} + \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{K}} f_n(\mathbf{K}, t) = g_s \sum_{\mathbf{K}'} [f_{n'}(\mathbf{K}', t) W_{\eta'\eta}(\mathbf{K}', \mathbf{K}) - f_n(\mathbf{K}, t) W_{\eta'\eta}(\mathbf{K}, \mathbf{K}')] \quad (42 - 4)$$

که در آن $f_n(\mathbf{K}, t)$ تابع توزیع الکترون در حالت $|\mathbf{K}\rangle = |k_x, \eta\rangle$ در زمان t می باشد، که $\mathbf{F} = F(t)$ بردار موج الکترون است. $\mathbf{K} = (k_x)$ با n_y و n_z اعداد کوانتومی هستند. $g_s = 2$ تبهگنی اسپین الکترون، و $W(\mathbf{K}', \mathbf{K})$ آهنگ گذار پایا برای الکترون پراکنده شده از حالت \mathbf{K} به حالت \mathbf{K}' می باشد.

اثر میدان الکترومغناطیسی لیزر با فرکانس ω ، را بصورت یک میدان الکتریکی \mathbf{ac} در نظر گرفته می‌شود که در راستای محور X قطبیده است در نتیجه: $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}(t)$ و $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$ و

$$. E = E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$$

در این مسأله فرضیات زیر را در نظر گرفته می‌شود:

الف) حالتی را در نظر گرفتیم که تابش الکترومغناطیسی در طول سیم کوانتومی (محور X) قطبیده می‌شود.

ب) اثر های جذب اپتیکی مستقیم با گذار های الکترونی درون نواری می‌تواند صرف نظر شود.

پ) اثر حضور میدان الکتریکی dc در نظر گرفته نشده است و فرض کردیم $E_{ac} \gg E_{dc}$ باشد.

با توجه به میدان الکتریکی ac اعمالی به سیم کوانتومی، متوسط سرعت الکترون‌ها بصورت

$$\mathbf{v} = (v, 0, 0) \text{ خواهد شد که در آن } v = v(t) = v_0 e^{-i\omega t} \text{ است.}$$

مناسب‌ترین تابع توزیع برای گاز الکترونی با چگالی الکترونی پایین و دمای نسبتاً بالا و یا دمای

الکترونی بالا، تابع توزیع ماکسول است.

بنابراین تابع توزیع بصورت:

$$f_n(k_x, n_y; t) = f \left[E_n \left(k_x - \frac{m^* v}{\hbar}, n_y \right) \right] \quad (43 - 4)$$

که $f(x) = e^{-\frac{x}{k_B T_e}}$ خواهد بود که در آن T_e دمای الکترون و k_B ثابت بولتزمن و m^* جرم

مؤثر الکترون و

$$E_n(k_x, n_y) = \varepsilon_n + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \left(n_y + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0. \quad (44 - 4)$$

طیف انرژی گاز الکترونی شبه یک‌بعدی با ε_n انرژی n آمین زیرنوار الکترونی است. نام گذاری های

$$\varepsilon_\eta = \varepsilon_n + \left(n_y + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0 \text{ و } \epsilon = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_x - \frac{m^* v}{\hbar} \right)^2 \text{ را برای ساده شدن روابط انجام می‌دهیم.}$$

بنابراین شکل تابع توزیع بصورت زیر خواهد بود:

$$f_n(k_x, n_y; t) = \exp \left(- \frac{\varepsilon_n + \frac{\hbar^2 \left(k_x - \frac{m^* v}{\hbar} \right)^2}{2m^*} + \left(n_y + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0}{k_B T_e} \right) = \exp \left(- \frac{\varepsilon_\eta + \epsilon}{k_B T_e} \right) \quad (45 - 4)$$

بعد از در نظر گرفتن ملاحظات بالا، می‌توان معادلات ترازمندی را با شروع از معادله بولتزمن بدست

آورد. قبل از بدست آوردن معادله‌های ترازمندی، تعدادی از انتگرال‌های لازم را محاسبه می‌کنیم.

$$\frac{\partial f_n(k_x, n_y; t)}{\partial t} = i\omega v \hbar \left(k_x - \frac{m^* v}{\hbar} \right) \frac{\partial f_n(\varepsilon_\eta + \epsilon)}{\partial \epsilon} \quad (46 - 4)$$

$$\frac{\partial f_n(k_x, n_y; t)}{\partial k_x} = \frac{\hbar^2}{m^*} \left(k_x - \frac{m^* v}{\hbar} \right) \frac{\partial f_n(\varepsilon_\eta + \epsilon)}{\partial \epsilon} \quad (47 - 4)$$

با ترکیب دو رابطه بالا خواهیم داشت:

$$\frac{\partial f_n(k_x, n_y; t)}{\partial k_x} = \frac{\hbar}{im^* \omega v} \frac{\partial f_n(k_x, n_y; t)}{\partial t} \quad (48 - 4)$$

$$\sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{\partial f_n}{\partial t} = \sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} i\omega v \hbar \left(k_x - \frac{m^* v}{\hbar} \right) \frac{\partial f_n(\varepsilon_\eta + \epsilon)}{\partial \epsilon} =$$

$$= \frac{im^* \pi \omega v^2}{k_B T_e} \int_0^\infty g(E) f(E) dE = \frac{im^* \pi \omega v^2}{k_B T_e} n_e \quad (49 - 4)$$

که در آن چگالی حالات در یک بعد است و بصورت $g(E) = \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_\eta \frac{\theta(E - \varepsilon_\eta)}{\sqrt{E - \varepsilon_\eta}}$ تعریف می‌شود

که $\theta(E - \varepsilon_\eta)$ تابع پله ای است. و نیز $\int_0^\infty g(E) f(E) dE = n_e$ چگالی الکترونی است.

$$\sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{\partial f_n}{\partial k_x} = \frac{\pi \hbar v}{k_B T_e} n_e \quad (50 - 4)$$

$$\sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_x k_x \frac{\partial f_n}{\partial t} = \frac{-im^* \omega \pi v}{\hbar} n_e \quad (51 - 4)$$

$$\sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_x k_x \frac{\partial f_n}{\partial k_x} = -\pi n_e \quad (52 - 4)$$

$$\sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \frac{\partial f_n}{\partial t} = \frac{im^* \omega \pi v^2}{2} n_e \quad (53 - 4)$$

$$\sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \frac{\partial f_n}{\partial k_x} = \frac{\hbar \pi v}{2} n_e \quad (54 - 4)$$

$$\sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_x E_n(k_x, n_y) \frac{\partial f_n}{\partial t} = im^* \omega \pi v^2 \left(\frac{2\bar{\varepsilon}}{\lambda_e k_B T_e} + \frac{n_e}{2} \right) \quad (55 - 4)$$

که در آن $\bar{\varepsilon} = \sum_\eta \varepsilon_\eta f_n(\varepsilon_\eta)$ و $\lambda_e = \frac{\hbar}{\sqrt{2\pi m^* k_B T_e}}$ هستند.

$$\sum_\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_x E_n(k_x, n_y) \frac{\partial f_n}{\partial k_x} = \pi \hbar v \left(\frac{2\bar{\varepsilon}}{\lambda_e k_B T_e} + \frac{n_e}{2} \right) \quad (56 - 4)$$

حال با استفاده از انتگرال‌های بالا زمان واهلش τ را محاسبه می‌کنیم. زمان واهلش بصورت زیر

تعریف می‌شود:

$$\frac{f_n(k_x, n_y; t) - f_n^0(k_x, n_y; t)}{\tau} = -2 \sum_{k_x, k'_x} [f_{n'}(k'_x, n_y; t) - f_n(k_x, n_y; t)] W_{\eta, \eta'}(k'_x, k) \quad (57 - 4)$$

با ضرب $\sum_{\eta, k_x} k_x$ به دو طرف رابطه فوق داریم:

$$\sum_{\eta} k_x \frac{f_n(k_x, n_y; t) - f_n^0(k_x, n_y; t)}{\tau} = -2 \sum_{\eta, \eta'} \sum_{k_x, k'_x} k_x [f_{n'}(k'_x, n_y; t) - f_n(k_x, n_y; t)] W_{\eta, \eta'}(k'_x, k) \quad (58 - 4)$$

در اینجا فرض می‌کنیم که در حضور تابش میدان الکتریکی شدید و برای میدان الکتریکی dc ضعیف یا صفر، سرعت متوسط الکترون در مقایسه با بردار موج الکترون خیلی کوچک است $(v \ll k_x)$ ، بنابراین داریم: $\hbar v k_x \ll k_B T_e$. با استفاده از این تقریب داریم:

$$f_n(k_x, n_y; t) \approx f_n(\varepsilon_{\eta} + x) - \hbar v k_x \frac{\partial f_n(\varepsilon_{\eta} + x)}{\partial x} \quad (59 - 4)$$

که در آن $x = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}$ است.

با جاگذاری رابطه (59 - 4) در رابطه (58 - 4) داریم:

$$\frac{1 - \hbar m^* v}{\tau} \sum_{\eta} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x k_x \frac{\partial f}{\partial k_x} = \frac{2\hbar v}{4\pi^2} \sum_{\eta, \eta'} \iint_{-\infty}^{\infty} dk_x dk'_x k_x (k'_x - k_x) \frac{\partial f_n}{\partial x} W_{\eta, \eta'}(k'_x, k_x) \quad (60 - 4)$$

حال با استفاده از رابطه (50-4)، وارون زمان و اهلش بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\hbar^2}{m^* n_e \pi^2} \sum_{\eta, \eta'} \iint_{-\infty}^{\infty} dk_x dk'_x k_x (k'_x - k_x) \frac{\partial f_n}{\partial x} W_{\eta, \eta'}(k'_x, k_x) \quad (61 - 4)$$

حال معادله ترازمندی تکانه را با ضرب $\sum_{\eta, k_x} k_x$ به دو طرف معادله بولتزمن بدست می‌آوریم و سپس رسانندگی و تحرک پذیری را حساب می‌کنیم. با ضرب $\sum_{\eta, k_x} k_x$ به دو طرف معادله بولتزمن داریم:

$$\sum_{\eta, k_x} k_x \frac{\partial f_n}{\partial t} - \sum_{\eta, k_x} k_x \frac{eE}{\hbar} \frac{\partial f_n}{\partial k_x} = 2 \sum_{\eta, k_x} \sum_{\eta', k'_x} k_x [f_{n'}(k'_x, n_y; t) - f_n(k_x, n_y; t)] W_{\eta, \eta'}(k'_x, k) \quad (62 - 4)$$

با جاگذاری تقریب (59 - 4) در رابطه فوق و نیز استفاده از انتگرال های (49 - 4) و (50 - 4) و سپس ساده سازی داریم:

$$\frac{-im^* \omega v}{\hbar} n_e + \frac{eE}{\hbar} n_e = \frac{\hbar v}{\pi^2} \sum_{\eta, \eta'} \iint_{-\infty}^{\infty} dk_x dk'_x k_x (k'_x - k_x) \frac{\partial f_n}{\partial x} W_{\eta, \eta'}(k'_x, k_x) \quad (63 - 4)$$

با توجه به رابطه (۴ - ۵۹)، سمت راست عبارت فوق، وارون زمان واهلش را می دهد. بنابراین:

$$-im^*\omega v n_e + eEn_e = -\frac{m^*v n_e}{\tau} \quad (۴ - ۶۴)$$

با توجه به تعریف رسانندگی $\sigma = -\frac{neev}{E}$ ، رسانندگی در سیم کوانتومی یک بعدی بصورت زیر بدست می آید:

$$\sigma = -\frac{ne e^2}{m^*} \left(\frac{\tau}{1-i\omega\tau} \right) \quad (۴ - ۶۵)$$

حال معادله ترازمندی انرژی را با ضرب $\sum_{\eta, k_x} E_{\eta}(k_x)$ به دو طرف معادله بولتزمان می توان بدست آورد.

$$\sum_{\eta, k_x} E_{\eta}(k_x) \frac{\partial f_n}{\partial t} - \sum_{\eta, k_x} E_{\eta}(k_x) \frac{eE}{\hbar} \frac{\partial f_n}{\partial k_x} = \sum_{\eta, k_x} \sum_{\eta', k'_x} [E_{\eta'}(k'_x) f_{n'}(k'_x, n'_y; t) - E_{\eta}(k_x) f_n(k_x, n_y; t)] W_{\eta'\eta}(k'_x, k) \quad (۴ - ۶۶)$$

پس از استفاده از تقریب (۴ - ۵۹) و استفاده از انتگرال های (۴ - ۵۵) و (۴ - ۵۶)، رابطه فوق بصورت زیر بدست می آید:

$$im^*\omega v^2 \left(\frac{2\bar{\epsilon}}{\lambda_e k_B T_e} + \frac{n_e}{2} \right) - eE\pi v \left(\frac{2\bar{\epsilon}}{\lambda_e k_B T_e} + \frac{n_e}{2} \right) = \frac{1}{\pi} \sum_{\eta, \eta'} \iint_{-\infty}^{\infty} dk_x dk'_x [E_{\eta'}(k'_x) - E_{\eta}(k_x)] f_n(\epsilon_{\eta} + x) W_{\eta'\eta}(k'_x, k) \quad (۴ - ۶۷)$$

پس از مرتب سازی عبارت فوق، می توان آهنگ ازدست دادن انرژی برای الکترون را بصورت زیر بدست آورد:

$$P = \sigma E^2 = \frac{n_e}{2\pi^2} \left(\frac{\bar{\epsilon}}{\lambda_e k_B T_e} - \frac{n_e}{4} \right)^{-1} \times$$

$$\sum_{\eta, \eta'} \iint_{-\infty}^{\infty} dk_x dk'_x [E_{\eta'}(k'_x) - E_{\eta}(k_x)] f_n(\epsilon_{\eta} + x) W_{\eta'\eta}(k'_x, k) \quad (۴ - ۶۸)$$

در نیمرساناهای قطبی مثل *GaAs*، الکترون ها با فونون ها نسبت به فوتون ها با شدت بیشتری برهمکنش می کنند. بنابراین سهم برهمکنش های الکترون-فونون-فونون بسیار کوچکتر از برهمکنش های الکترون-فونون است یعنی $m=0$. دلیل فیزیکی ای امر، این است که در نیمرسانای قطبی یک میدان الکتریکی قطبی $F_0 = \frac{\omega_{LO}}{e} (2m^*\hbar\omega_{LO})^{\frac{1}{2}}$ وجود دارد، که برای *GaAs* مقدار آن در حدود 100 kv/cm است.

در اینجا ما از برهمکنش های مرتبه بالا صرف نظر می کنیم (یعنی تنها $m=0$ را در نظر می گیریم) و از تقریب های فرکانس بالا (ω بزرگ) و فونون طول موج بلند (q کوچک) برای برهمکنش ها استفاده می شود یعنی $J_0(A \rightarrow 0) = I$.

قسمت حقیقی رسانندگی بصورت زیر بدست می آید:

$$Re \sigma = \frac{n_e e^2}{m^*} \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (۴ - ۶۹)$$

با جایگذاری مقدار آهنگ گذار بدست آمده در بخش قبل (رابطه (۴ - ۴۱))، در رابطه

(۴ - ۶۱)، زمان واهلش بصورت زیر تعریف می شود:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau^+} + \frac{1}{\tau^-} \quad (۴ - ۷۰)$$

با انجام جایگذاری و با استفاده از تقریب های بالا و نیز با استفاده از روابط زیر، رابطه کلی برای

زمان واهلش و آهنگ اتلاف انرژی بدست خواهد آمد:

$$\frac{\partial f_n}{\partial x} = -\frac{1}{k_B T_e} e^{-\frac{(\varepsilon_n - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*})}{k_B T_e}} \quad (۴ - ۷۱)$$

$$k'_x - k_x = q_x \Rightarrow dk'_x = dq_x \quad (۴ - ۷۲)$$

$$E_{\eta'}(k'_x) - E_{\eta}(k_x) = \varepsilon_{\eta} - \varepsilon_{\eta'} + \frac{\hbar^2 k_x q_x}{m^*} + y, \quad y = \frac{\hbar^2 q_x^2}{2m^*} \quad (۴ - ۷۳)$$

$$\delta(E_{\eta'}(k'_x) - E_{\eta}(k_x) \mp \hbar\omega_{LO}) = \frac{m^*}{\hbar^2 q_x} \delta\left(k_x + \frac{m^*}{\hbar^2 q_x} (\varepsilon_{\eta} - \varepsilon_{\eta'} + y \mp \hbar\omega_{LO})\right) \quad (۴ - ۷۴)$$

با استفاده از اتحاد $\int \delta(x-a)\varphi(x)dx = \varphi(a)$ داریم:

$$\int dk_x k_x e^{-\frac{(\varepsilon_{\eta} - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*})}{k_B T_e}} = \frac{-m^*}{\hbar^2 q_x} (\varepsilon_{\eta} - \varepsilon_{\eta'} + y \mp \hbar\omega_{LO}) e^{-A_{\eta\eta'}^{\pm}/k_B T_e} \quad (۴ - ۷۵)$$

که در آن $A_{\eta\eta'}^{\pm} = \varepsilon_{\eta} + (\varepsilon_{\eta} - \varepsilon_{\eta'} + y \mp \hbar\omega_{LO})^2 / 4y$ است.

در وارون زمان واهلش و آهنگ اتلاف انرژی الکترون بصورت زیر بدست می آیند:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{am^* \omega_{LO}^2}{2\hbar^2 \pi^2 n_e L_0 k_B T_e \sqrt{2m^*}} \binom{N_0+1}{N_0} \sum_{\eta, \eta'} \int_0^{\infty} \frac{dy}{\sqrt{y}} e^{-\frac{A_{\eta\eta'}^{\pm}}{k_B T_e}} \times (\varepsilon_{\eta} - \varepsilon_{\eta'} + y \mp \hbar\omega_{LO}) X_{n,n'} \left[\frac{\sqrt{y + \frac{\omega_0}{\omega_{LO}}}}{L_0} \right] (n_{y>} + n_{y<} - 1) \quad (۴ - ۷۶)$$

$$P = \sigma E^2 = \frac{n_e \alpha m^{*2} \omega_{LO}^3}{4 \hbar \pi^2 l_0 L_0 \sqrt{2m^*}} \times \\ \times \sum_{\eta, \eta'} \int_0^\infty \frac{dy}{\sqrt{y}} X_{n, n'} \left[\frac{\sqrt{y + \frac{\omega_0}{\omega_{LO}}}}{L_0} \right] \left[(N_0 + 1) e^{-\frac{A_{\eta\eta}^\pm}{k_B T_e}} - N_0 e^{-\frac{A_{\eta\eta}^\pm}{k_B T_e}} \right] \\ \times (n_{y>} + n_{y<} - 1) \quad (77-4)$$

که در آن $y = \frac{1}{\hbar \omega_{LO}} \frac{\hbar^2 q_x^2}{2m^*}$ می باشد. معادله (77-4) این حقیقت را نشان می دهد که آهنگ انتقال انرژی خالص، تفاوت بین جذب و نشر فونون بوسیله الکترون های گرم شده در ساختار است و اینکه تنها فرایندهای پراکندگی غیر الاستیک در اتلاف انرژی الکترون و گرم کردن الکترون مشارکت دارند.

بنابراین با استفاده از معادله های ترازمندی انرژی و تکانه زمان واهلش، رسانندگی، دمای الکترونی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون را بدست آورد.

برای این کار باید عامل ساختار و انرژی زیرنوار الکترونی را تعیین کنیم که به ساختار گاز الکترونی بستگی دارد. در اینجا ساختار $Al_x Ga_{1-x} As / GaAs$ نامتجانس را بررسی می شود.

۴-۵: $Al_x Ga_{1-x} As / GaAs$ نامتجانس

در نمونه نامتجانس $Al_{0.3} Ga_{0.7} As / GaAs$ با تحرک پذیری بالای الکترونی، وقتی که چگالی الکترونی کمتر از $6 \times 10^{15} m^{-2}$ باشد، تنها پایین ترین نوار بوسیله الکترون ها اشغال می شود و فاصله انرژی بین حالت پایه و اولین حالت برانگیخته، نسبتا بزرگ است. (معمولا $\epsilon_1 - \epsilon_0 > 50 meV$).

تأثیر اشغال حرارتی الکترون ها در نوارهای بالاتر خیلی کوچک است، زیرا چگالی الکترونی نسبتا پایین و اختلاف انرژی بین نوارها بالاست. از این رو ما می توانیم تک نوار را در محاسبات در نظر بگیریم.

با استفاده از تقریب های چاه مثلثی برای مدل محدودیت پتانسیل به سطح مشترک

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ نامتجانس و استفاده از تابع موج متغیر متناظر با حالت پایه داریم:

$$X_{00}(q) = \frac{\pi}{8b} \frac{8+9x+3x^2}{x(1+x)^3} \quad (78 - 4)$$

که در آن $x = \frac{q}{b}$ و $b = \left(\frac{48\pi m^* e^2}{\kappa \hbar^2}\right) \left(\frac{N_{depl} + 11n_e}{32}\right)^{\frac{1}{3}}$ ضخامت چاه مثلثی با ثابت دی الکتریک κ و N_{depl} چگالی تخلیه بار الکتریکی است [41].

بعد از در نظر گرفتن ملاحظات بالا و اندازه گیری انرژی از پایین ترین نوار، یعنی در نظر

گرفتن $\epsilon_0 = 0$ ، معادلات ترازندی انرژی و تکانه برای $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ نامتجانس بصورت

زیر بدست می آیند:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{16m^* \alpha L_0 \omega_{LO}^3}{\pi^2 l_0 k_B T_e \sqrt{n_e}} e^{-\frac{\hbar \omega_0}{2k_B T_e}} \int_0^\infty \frac{dy}{y} X_{00} \left[\frac{\sqrt{y + \frac{\omega_0}{\omega_{LO}}}}{L_0} \right] e^{-\frac{\hbar \omega_{LO}}{4k_B T_e} \left(y + \frac{1}{y}\right)} \times$$

$$\times \left\{ e^{\frac{\hbar \omega_{LO}}{2k_B T_e}} N_0 (y - 1) - e^{-\frac{\hbar \omega_{LO}}{2k_B T_e}} (N_0 + 1) (y + 1) \right\} \quad (79 - 4)$$

$$\sigma E^2 = \frac{16\alpha \hbar \omega_{LO}^2}{\pi^2 l_0 L_0} \frac{\lambda_e k_B T_e n_e^{\frac{3}{2}}}{\lambda_e k_B T_e \sqrt{n_e} - 2\hbar \omega_0} \left\{ (N_0 + 1) e^{-\frac{\hbar \omega_{LO}}{2k_B T_e}} - N_0 e^{\frac{\hbar \omega_{LO}}{2k_B T_e}} \right\} \times$$

$$\times e^{-\frac{\hbar \omega_0}{2k_B T_e}} \int_0^\infty \frac{dy}{y} e^{-\frac{\hbar \omega_{LO}}{4k_B T_e} \left(y + \frac{1}{y}\right)} X_{00} \left[\frac{\sqrt{y + \frac{\omega_0}{\omega_{LO}}}}{L_0} \right] \quad (80 - 4)$$

که $\lambda_e = \frac{\hbar}{\sqrt{2\pi m^* k_B T_e}}$ است. پس از مرتب کردن روابط بالا و وارد کردن شدت میدان الکتریکی قطبی

و $\beta_e = \frac{\hbar \omega_{LO}}{k_B T_e}$ و $F_0 = \omega_{LO} (2m^* \hbar \omega_{LO})^{\frac{1}{2}} / e$ تعریف

$$R'_j = \int_0^\infty \frac{dy}{y^j} X_{00} \left[\frac{\sqrt{y + \frac{\omega_0}{\omega_{LO}}}}{L_0} \right] \exp \left[-\frac{x}{4} \left(y + \frac{1}{y}\right) \right] \quad (81 - 4)$$

در نهایت روابط بالا بصورت زیر بدست می آیند:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{16m^* \alpha L_0 \omega_{LO}^3}{\pi^2 l_0 k_B T_e \sqrt{n_e}} e^{-\frac{\hbar \omega_0}{2k_B T_e}} \left\{ \left[N_0 e^{\frac{\beta_e}{2}} - (N_0 + 1) e^{-\frac{\beta_e}{2}} \right] R'_0(\beta_e) - \left[N_0 e^{\frac{\beta_e}{2}} + (N_0 + 1) e^{-\frac{\beta_e}{2}} \right] R'_1(\beta_e) \right\} \quad (۸۲ - ۴)$$

$$\frac{\omega_{LO} \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \left(\frac{E_0}{F_0} \right)^2 = \frac{8 \alpha e^{-\frac{\hbar \omega_0}{2k_B T_e}}}{\pi^2 l_0 \sqrt{n_e}} \left\{ (N_0 + 1) e^{-\frac{\beta_e}{2}} - N_0 e^{\frac{\beta_e}{2}} \right\} R'_1(\beta_e) \quad (۸۳ - ۴)$$

$$Re(\sigma E_0^2) = \frac{16 \alpha n_e}{\pi^2 l_0 L_0} (\hbar \omega_{LO}^2) e^{-\frac{\hbar \omega_0}{2k_B T_e}} \left\{ (N_0 + 1) e^{-\frac{\beta_e}{2}} - N_0 e^{\frac{\beta_e}{2}} \right\} R'_1(\beta_e) \quad (۸۴ - ۴)$$

از معادله ترازمندی انرژی (۴ - ۷۹)، در می یابیم که آهنگ اتلاف انرژی الکترون وقتی که

$T_e \rightarrow T$ ، صفر می شود.

۴-۶: نتایج و بحث در نتایج

در محاسبات عددی برای $Al_x Ga_{1-x} As / GaAs$ ، پارامترهای ماده برای GaAs را بصورت زیر

در نظر می گیریم:

الف) جرم مؤثر الکترون را بصورت $m^* = 0.0665 m_e$ در نظر می گیریم که m_e جرم

سکون الکترون است.

ب) ثابت دی الکتریک برابر $\kappa = 12.9$

پ) ثابت جفت شدگی الکترون-فونون LO برابر $\alpha = 0.068$

ت) انرژی فونون های LO برابر $\hbar \omega_{LO} = 36.6 \text{ meV}$

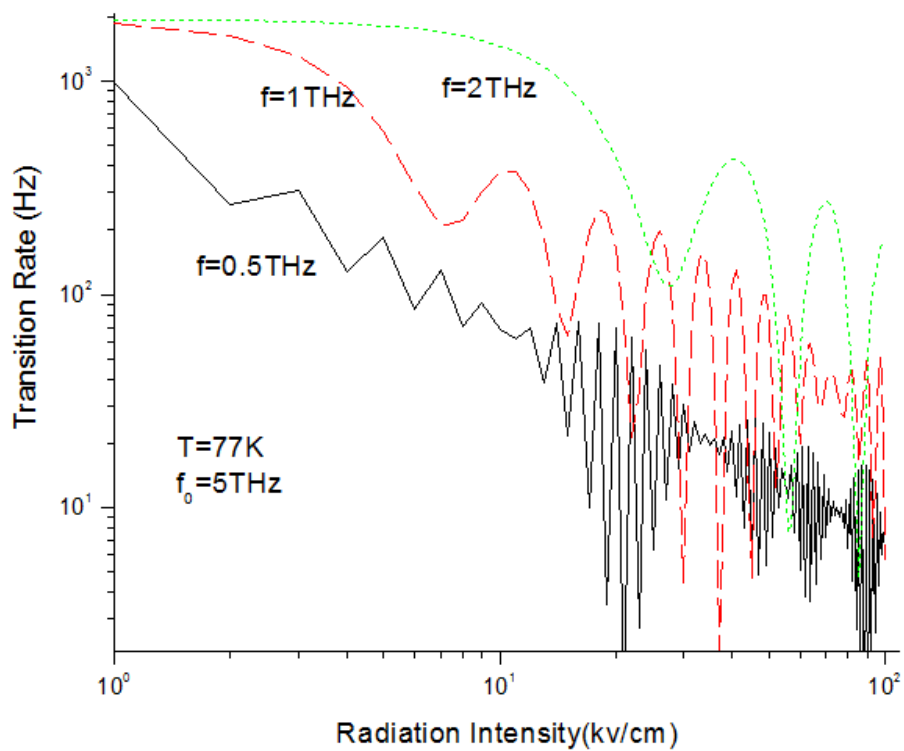
همچنین مقدار چگالی بار تهی را برابر $N_{depl} = 5 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ در نظر گرفته می شود.

ابتدا آهنگ گذار الکترون بصورت تابعی از انرژی جنبشی الکترون و شدت میدان تابشی در دماها و

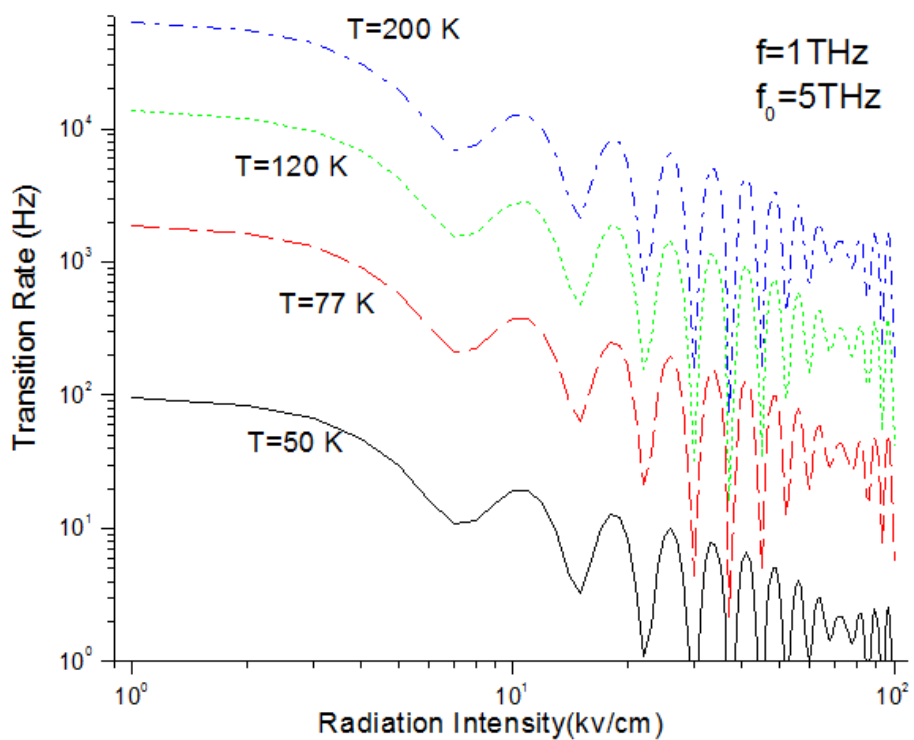
فرکانس های تابشی و فرکانس های پتانسل محدودکننده مختلف رسم خواهد شد. سپس دمای

الکترونی، وارون زمان واهلش، قسمت حقیقی رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون بصورت تابعی

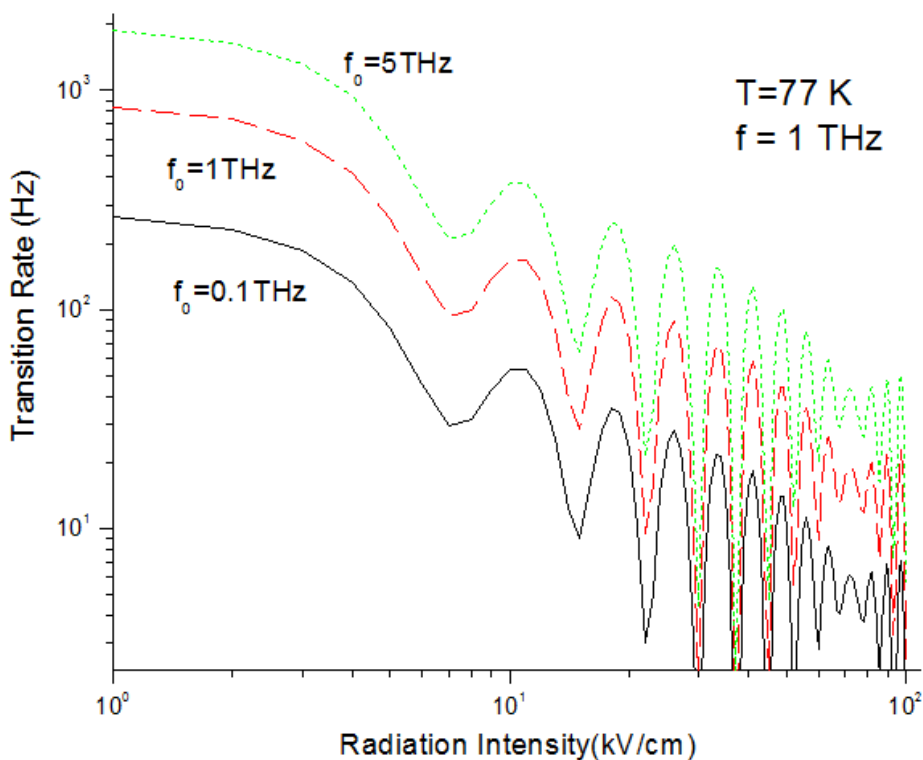
از شدت میدان الکتریکی تابشی در فرکانس ها و دماها و چگالی های الکترونی مختلف رسم خواهد شد.



شکل ۴-۱: آهنگ گذار الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی در فرکانس‌های تابشی مختلف



شکل ۴-۲: آهنگ گذار الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی در دماهای مختلف



شکل ۳-۴: آهنگ گذار الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی در فرکانس‌های محدودکننده مختلف

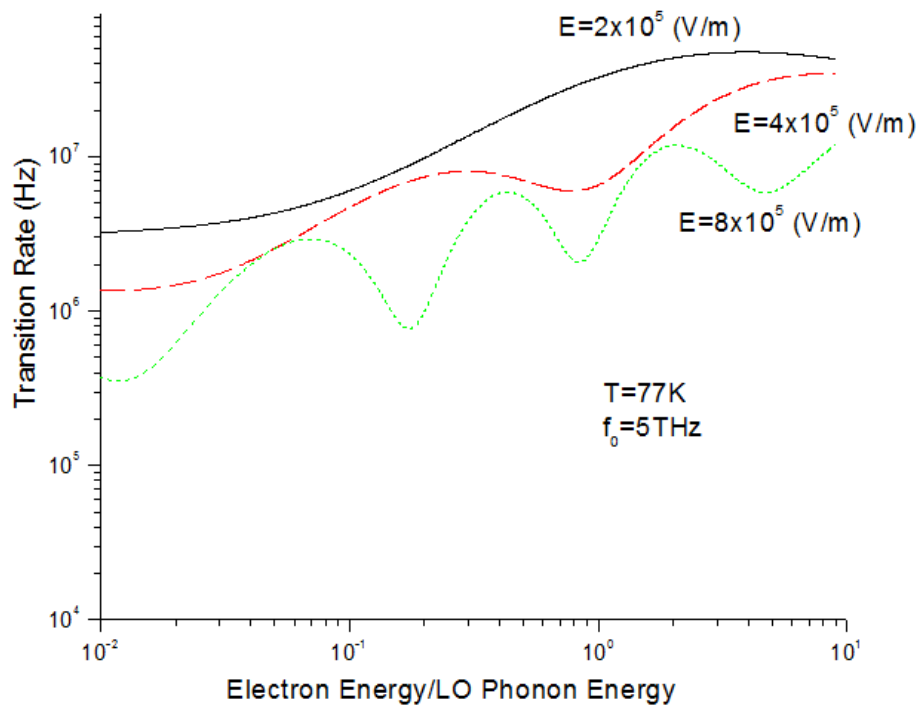
با توجه به شکل‌های ۱-۶-۴ تا ۳-۶-۴، وابستگی آهنگ گذار الکترونی به شدت میدان تابشی را به ترتیب در فرکانس‌های تابشی مختلف، دماهای مختلف و فرکانس‌های محدودکننده مختلف را نشان می‌دهد. در حالت کلی آهنگ گذار الکترون با افزایش شدت میدان تابشی کاهش می‌یابد و در شدت‌های پایین، پاسخ تقریباً یکنواخت و بدون افت وخیز است و با افزایش شدت میدان تغییرات آهنگ گذار نوسانی می‌شود.

در یک شدت تابشی ثابت، آهنگ گذار با افزایش هر یک از کمیت‌های فرکانس میدان تابشی، دما و فرکانس محدودکننده، افزایش می‌یابد.

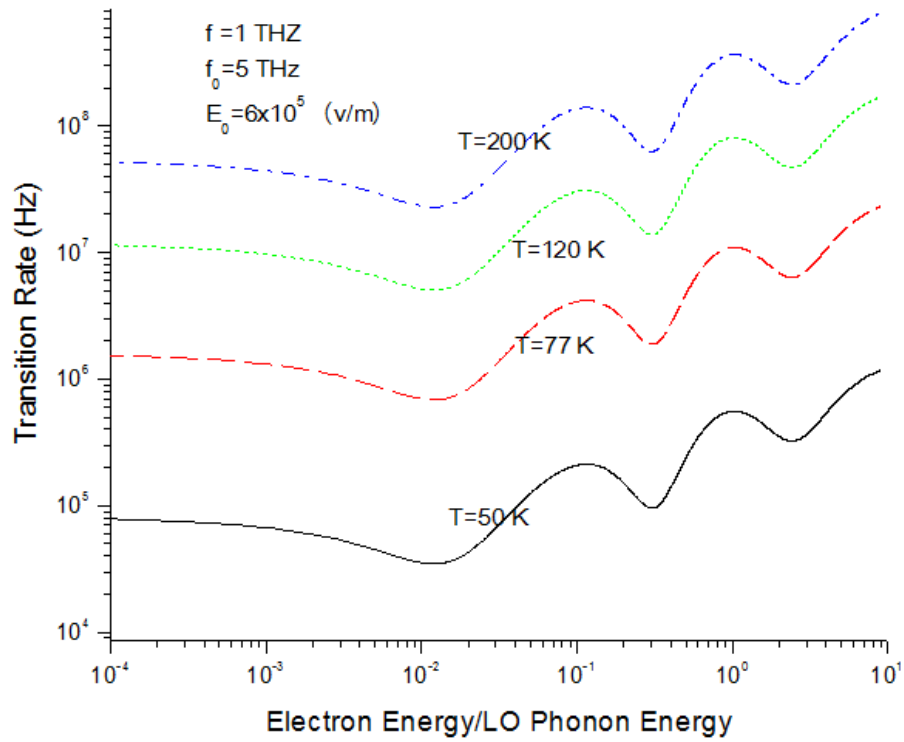
در شدت‌های تابشی پایین، فوتون نقش اساسی ایجاد می‌کند و در شدت‌های بیشتر فوتون نقش اساسی دارد. بیشتر شدن افت وخیزها در شدت‌های بیشتر، به دلیل تغییر در کانال‌های جذب و گسیل فوتون توسط الکترون می‌باشد.

به طور کلی افزایش پراکندگی‌های جذب و گسیل فونون ها، به واسطه تغییر در قدرت پراکندگی های جذب و گسیل فوتون می باشد. با افزایش دما یا فرکانس تابش و یا قدرت پتانسیل محدودکننده، قدرت جذب فوتون توسط الکترون ها بیشتر می شود و در نتیجه گسیل فونون ها افزایش می یابد و با افزایش گسیل فونون ها، آهنگ گذار الکترونی نیز افزایش می یابد.

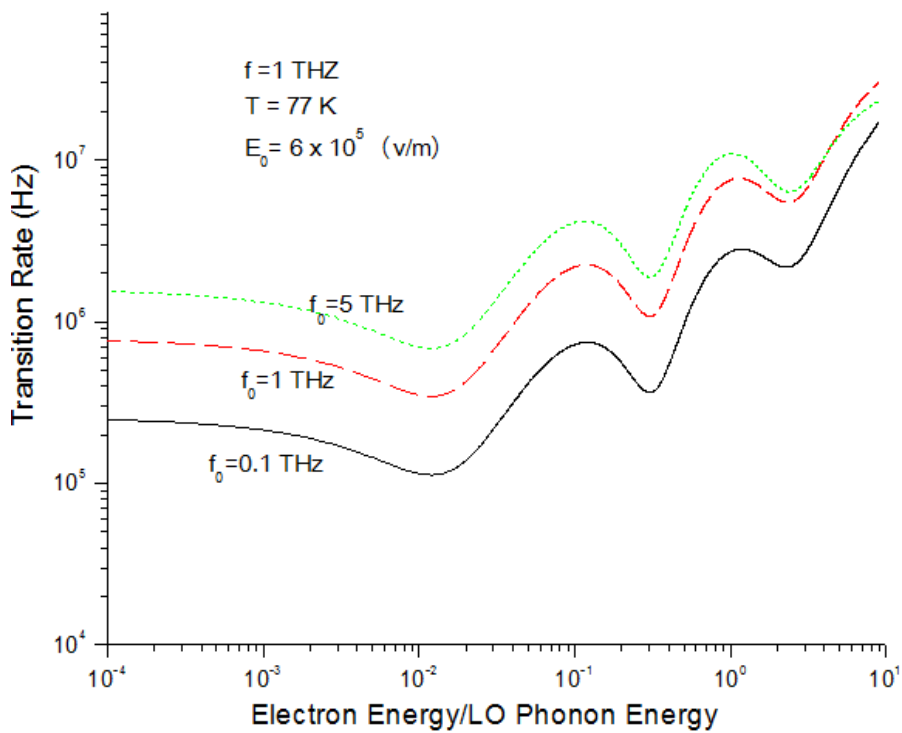
در غیاب تابش، با کاهش دما ارتعاشات شبکه یعنی جذب و گسیل فونون کاهش می یابد بطوری که در دمای صفر مقدار آن صفر می شود. حال اگر تابش انجام شود، با وجود اینکه دما صفر است، جذب و گسیل فونون صفر نمی شود. بنابراین با افزایش دما در حضور تابش، آهنگ گذار نیز باید افزایش یابد.



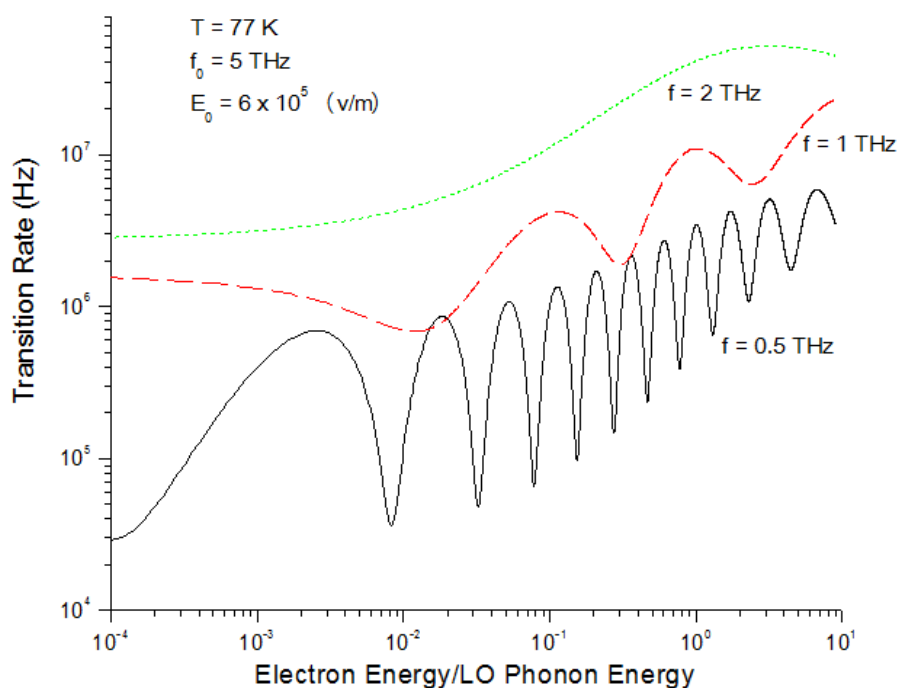
شکل ۴-۴: آهنگ گذار الکترونی بر حسب انرژی الکترون در شدت‌های تابش مختلف



شکل ۴-۵: آهنگ گذار الکترونی بر حسب انرژی الکترون در دماهای مختلف



شکل ۴-۶: آهنگ گذار الکترونی بر حسب انرژی جنبشی الکترون در فرکانس‌های محدودکننده مختلف



شکل ۷-۴: آهنگ گذار الکترونی بر حسب انرژی جنبشی الکترون در فرکانس‌های تابشی مختلف

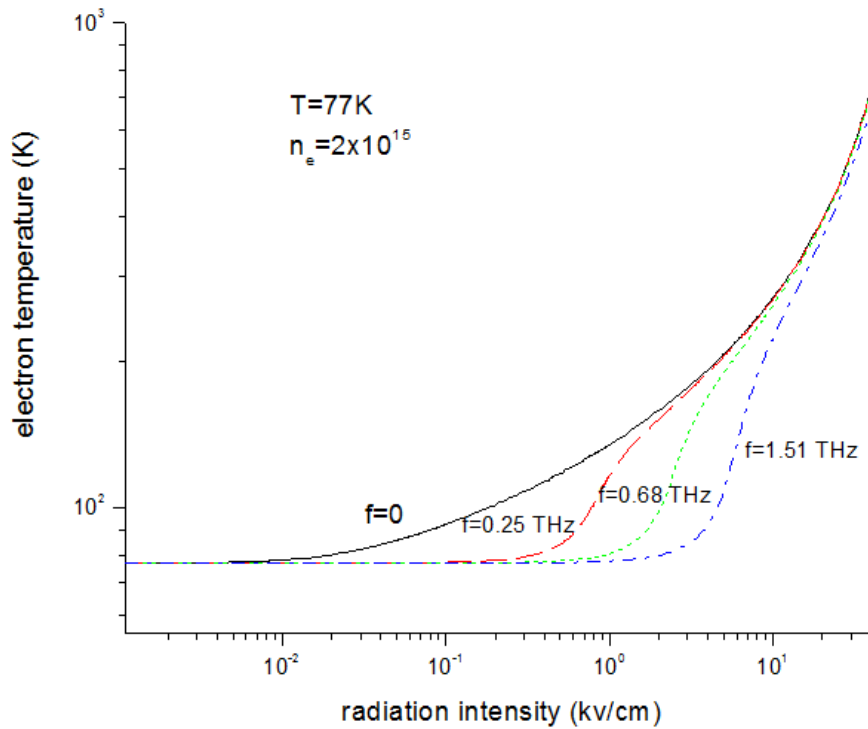
شکل‌های ۴-۴ تا ۴-۷، وابستگی آهنگ گذار الکترونی به انرژی الکترون را به ترتیب در شدت‌های تابشی مختلف، دماهای مختلف، فرکانس‌های محدودکننده مختلف و فرکانس‌های تابشی مختلف را نشان می‌دهد. با افزایش انرژی الکترون، آهنگ گذار نیز افزایش می‌یابد و در انرژی‌های الکترونی پایین، تغییرات آهنگ گذار بدون افت وخیز است و با افزایش انرژی الکترون تغییرات آهنگ گذار نوسانی می‌شود.

در یک انرژی الکترونی ثابت، با افزایش دما یا فرکانس محدودکننده یا فرکانس میدان تابشی، آهنگ گذار افزایش می‌یابد و با افزایش شدت میدان تابشی، کاهش می‌یابد.

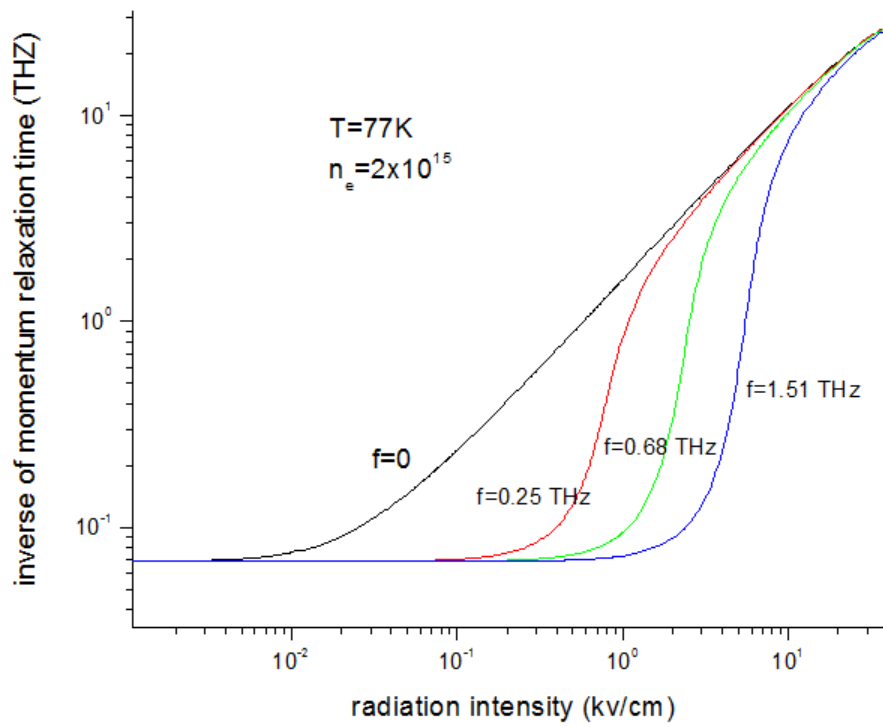
با افزایش شدت میدان تابشی یا کاهش فرکانس میدان تابشی، تغییرات آهنگ گذار نوسانی می‌شود و آهنگ گذار بصورت نوسانی رشد می‌کند.

الکترون انرژی اش را از طریق برهمکنش با فوتون یا فونون بدست می‌آورد، بنابراین افزایش انرژی جنبشی الکترون به معنی افزایش آهنگ گذار می‌باشد. علت نوسانی شدن و افت‌وخیزهای

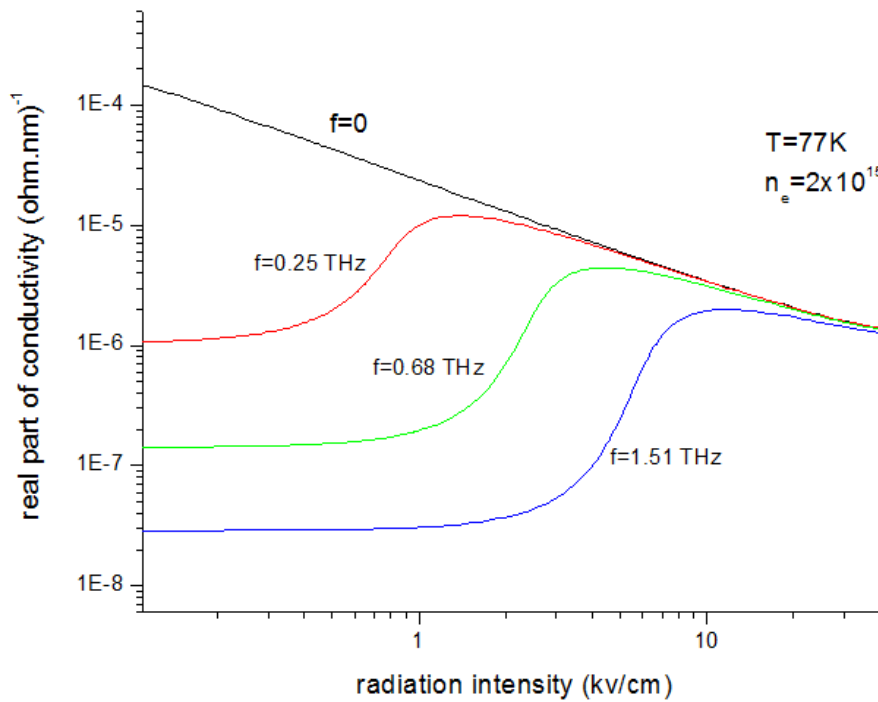
شدید در انرژی‌های الکترونی بزرگتر، تغییر در تعداد کانال‌های جذب و گسیل فوتون است و نیز در فرکانس‌های پایین‌تر و شدت‌های بیشتر، فوتون‌ها نقش کمتری در آهنگ گذار دارند و نقش فونون‌ها برجسته‌تر است.



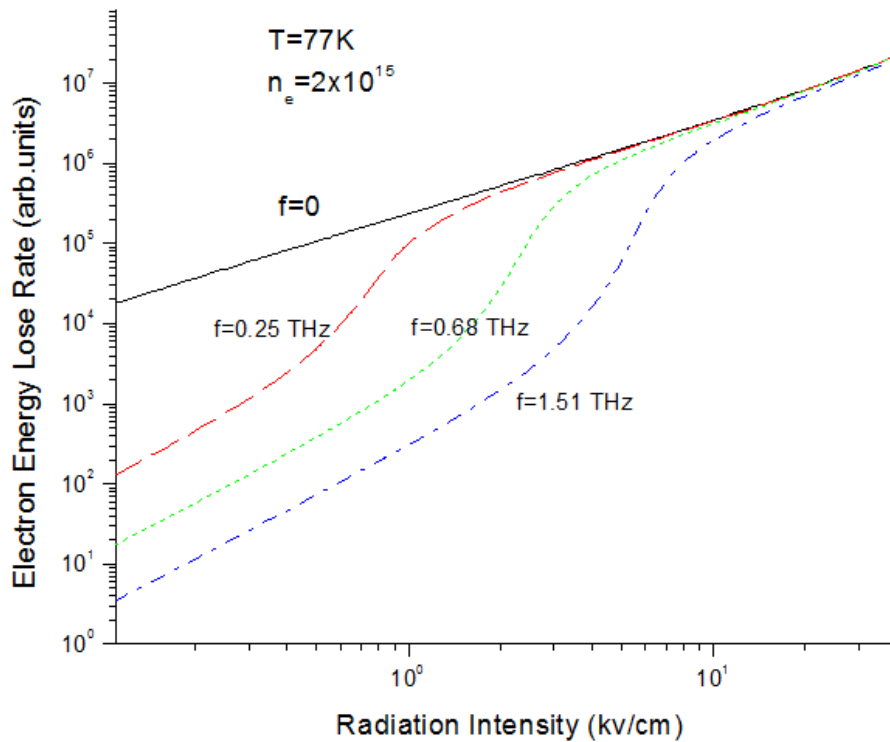
شکل ۸-۴: نمودار دمای الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی برای فرکانس‌های تابشی مختلف در دمای ۷۷ کلوین.



شکل ۹-۴: نمودار وارون زمان واهلش بر حسب شدت میدان تابشی برای فرکانس‌های تابشی مختلف در دمای ۷۷ کلوین.



شکل ۱۰-۴: نمودار قسمت حقیقی رسانندگی بر حسب شدت میدان تابشی برای فرکانس‌های تابشی مختلف در دمای ۷۷ کلوین.



شکل ۱۱-۴: نمودار آهنگ اتلاف انرژی الکترون بر حسب شدت میدان تابشی برای فرکانس‌های تابشی مختلف در دمای ۷۷ کلوین.

شکل‌های ۸-۶-۴ الی ۱۱-۶-۴، نمودار وابستگی دمای الکترونی و وارون زمان واهلش و قسمت حقیقی رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون را به شدت میدان تابشی برای فرکانس‌های تابشی مختلف در دمای ثابت ۷۷ کلوین را نشان می‌دهد.

مشاهده می‌شود روند تغییرات نمودارهای دمای الکترونی و وارون زمان واهلش مشابه می‌باشند، چرا که زمان واهلش وابسته به دمای الکترونی است. در میدان‌های اعمالی پایین، دمای الکترونی به دمای نمونه بسیار نزدیک می‌باشد و زمان واهلش نیز نزدیک به مقدار آن در فرکانس صفر می‌باشد و در هر دو در میدان‌های اعمالی پایین یک پاسخ خطی مشاهده می‌شود و تغییرات نرم تر است. با افزایش شدت تابش، الکترون‌ها گرم می‌شوند و دمای الکترون و وارون زمان واهلش سریعاً افزایش می‌یابد.

برای تمامی فرکانس‌ها دمای الکترونی بزرگتر از دمای نمونه است و وارون زمان واهلش بزرگتر

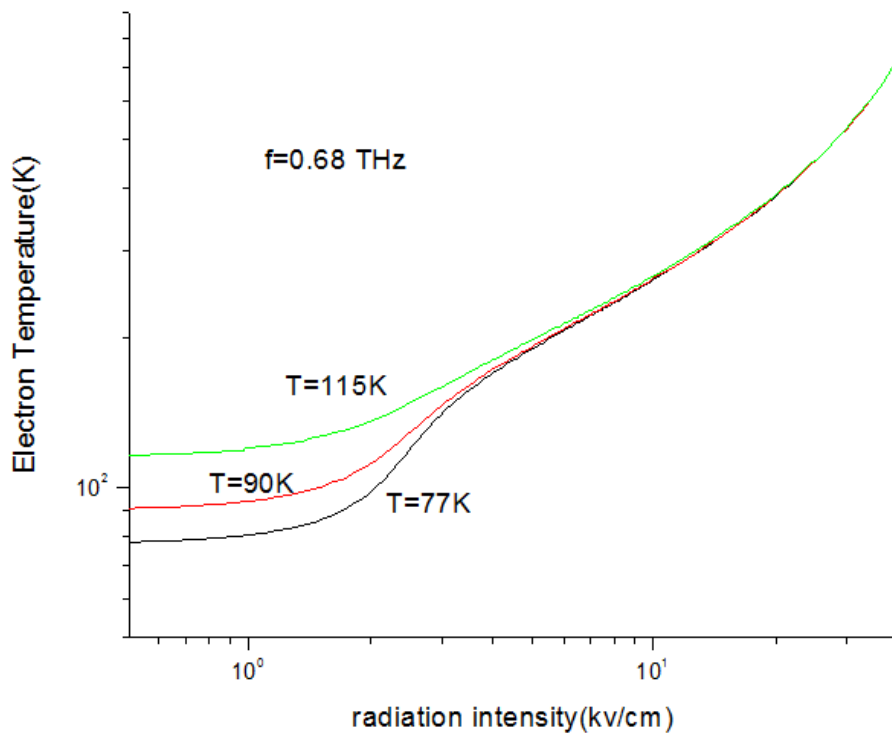
از مقدار آن در شدت تابشی صفر است به عبارت دیگر با افزایش شدت میدان‌های تابش، زمان واهلش کاهش می‌یابد. در شدت‌های میدان تابشی نسبتاً پایین و نسبتاً بالا دمای الکترونی و وارون زمان واهلش مستقل از فرکانس تابش است. ولی در فرکانس‌های بینابین، با افزایش فرکانس تابش، دمای الکترونی و وارون زمان واهلش کاهش می‌یابد.

با توجه به شکل ۱۰-۶-۴، در فرکانس‌های غیر صفر، با افزایش شدت میدان تابشی، رسانندگی (تحرک پذیری)، ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. در یک شدت میدان ثابت، با افزایش فرکانس تابش، رسانندگی کاهش می‌یابد و در شدت‌های تابشی به اندازه کافی بزرگ مقدار رسانندگی به مقدار آن در فرکانس صفر نزدیک می‌شود و این نزدیک شدن در فرکانس‌های تابشی پایین تر زودتر رخ می‌دهد. در فرکانس‌های بالاتر و شدت‌های کمتر، فوتون‌ها نقش بیشتری در آهنگ گذار دارند. بنابراین در شدت‌های نسبتاً بالا، رسانندگی مستقل از فرکانس تابش می‌باشد.

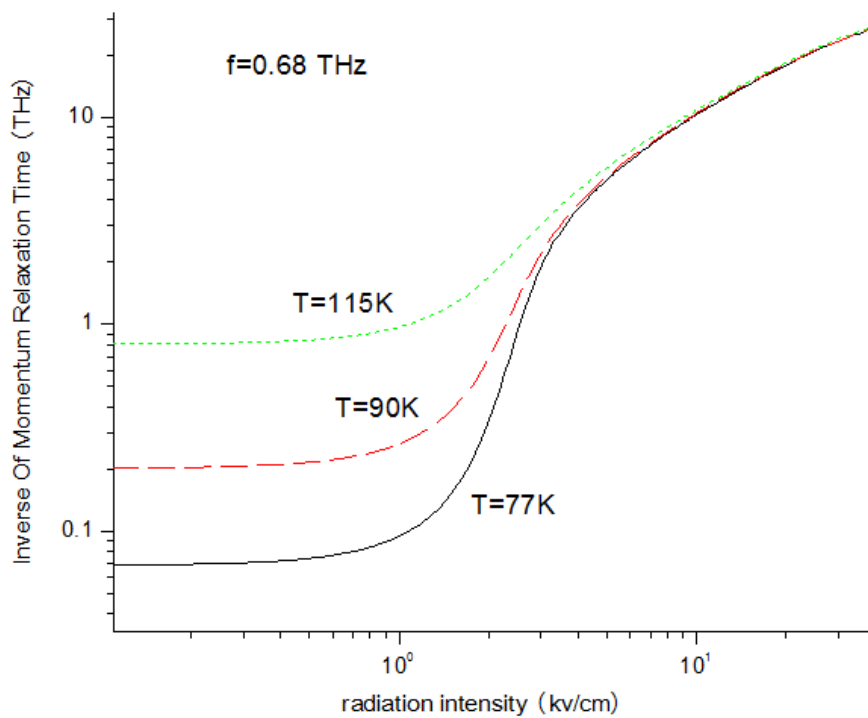
شکل ۱۱-۶-۴، بستگی آهنگ اتلاف انرژی الکترون به شدت میدان تابشی را نشان می‌دهد. آهنگ اتلاف انرژی الکترون با افزایش شدت تابشی افزایش می‌یابد و با افزایش فرکانس در یک شدت تابشی معین، کاهش می‌یابد. آهنگ اتلاف انرژی الکترون نیز همچون رسانندگی، در شدت‌های تابشی به اندازه کافی بزرگ به مقدار خود در فرکانس تابشی صفر نزدیک می‌شود و این برای فرکانس‌های کمتر، در شدت‌های کمتری رخ می‌دهد.

با افزایش شدت میدان اعمالی وابستگی دمای الکترونی، زمان واهلش، رسانندگی (تحرک پذیری) و آهنگ اتلاف انرژی الکترون به فرکانس تابش کاهش می‌یابد بطوری که این اثر در شدت‌های به اندازه کافی بالا از بین می‌رود، چون در شدت‌های بالا نقش برهمکنش الکترون-فونون بیشتر از برهمکنش الکترون-فوتون می‌باشد.

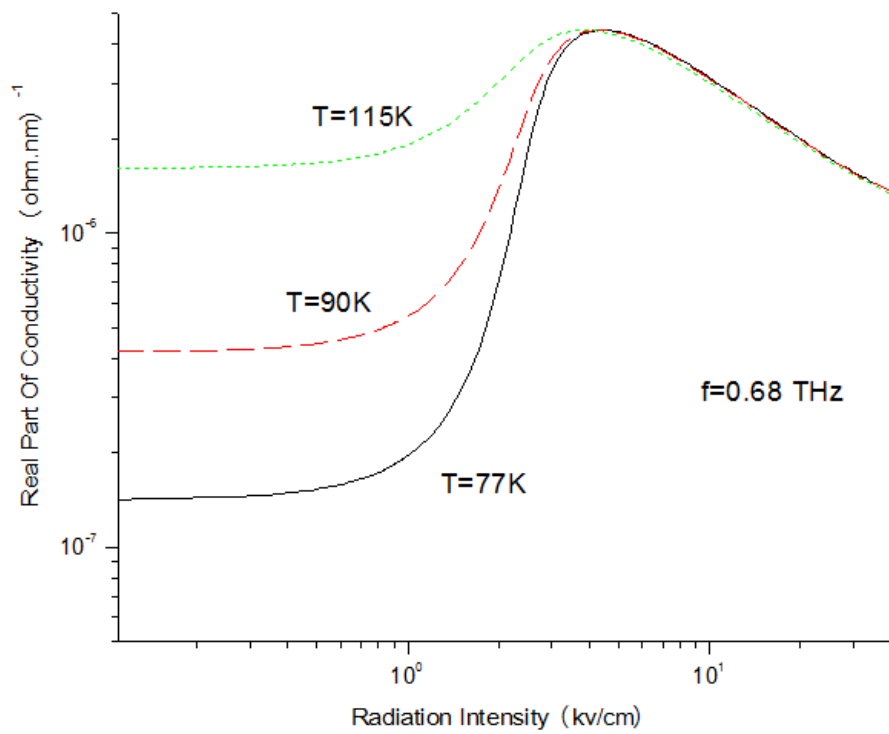
در شدت‌های تابشی بزرگ، $T_e \gg T$ است که منجر به $\omega \gg \tau^{-1}$ و $\omega \tau \gg 1$ می‌شود، که در نتیجه آن اثر فرکانس از بین می‌رود.



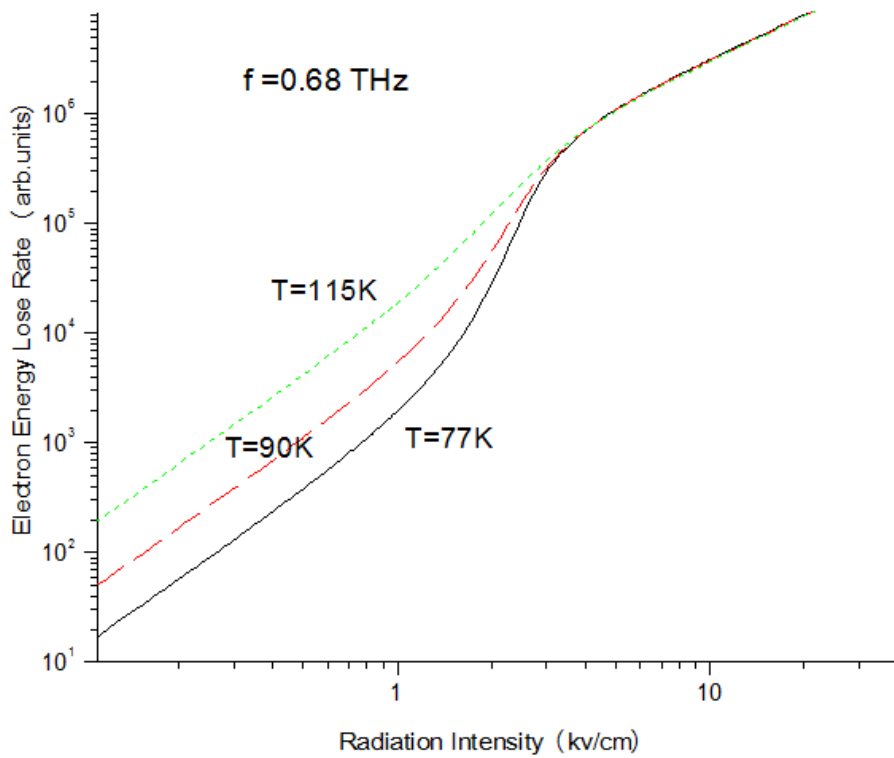
شکل ۴-۱۲: نمودار دمای الکترونی بر حسب شدت میدان تابشی برای دماهای مختلف نمونه در فرکانس ثابت $f=0.68\text{THz}$.



شکل ۴-۱۳: نمودار وارون زمان واهلش بر حسب شدت میدان تابشی برای دماهای مختلف نمونه در فرکانس ثابت $f=0.68\text{THz}$.



شکل ۱۴-۴: نمودار قسمت حقیقی رسانندگی بر حسب شدت میدان تابشی برای دماهای مختلف نمونه در فرکانس ثابت. $f=0.68\text{THz}$.



شکل ۱۵-۴: نمودار آهنگ اتلاف انرژی الکترون بر حسب شدت میدان تابشی برای دماهای مختلف نمونه در فرکانس ثابت. $f=0.68\text{THz}$.

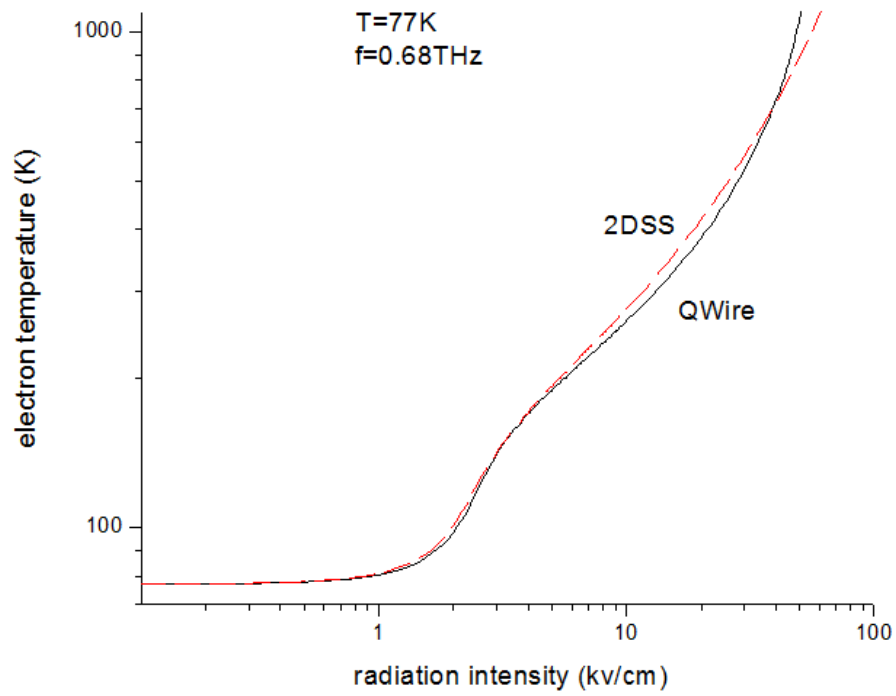
شکل‌های ۴-۱۲ الی ۴-۱۵، دمای الکترونی، وارون زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون را بر حسب شدت میدان تابشی در دماهای مختلف و در فرکانس ثابت را نشان می‌دهد. در یک فرکانس و شدت میدان تابشی ثابت، با افزایش دما، تمامی چهار کمیت دمای الکترونی، وارون زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون افزایش می‌یابد و در شدت‌های میدان تابشی به اندازه کافی بزرگ وابستگی آن‌ها به دما از بین می‌رود و در شدت‌های میدان تابشی بسیار بالا، دما عامل مؤثر نخواهد بود.

دلیل فیزیکی چنین رفتاری این است که دمای الکترونی وابسته به دمای ماده است و در تابش‌های صفر مقدار آن با دمای ماده یکسان است. تحت میدان‌های اعمالی، الکترون‌ها از میدان اعمالی و جذب فونون انرژی دریافت کنند و با گسیل فونون انرژی از دست بدهند که این فرآیند‌ها از معادله ترازمندی انرژی نتیجه می‌شوند.

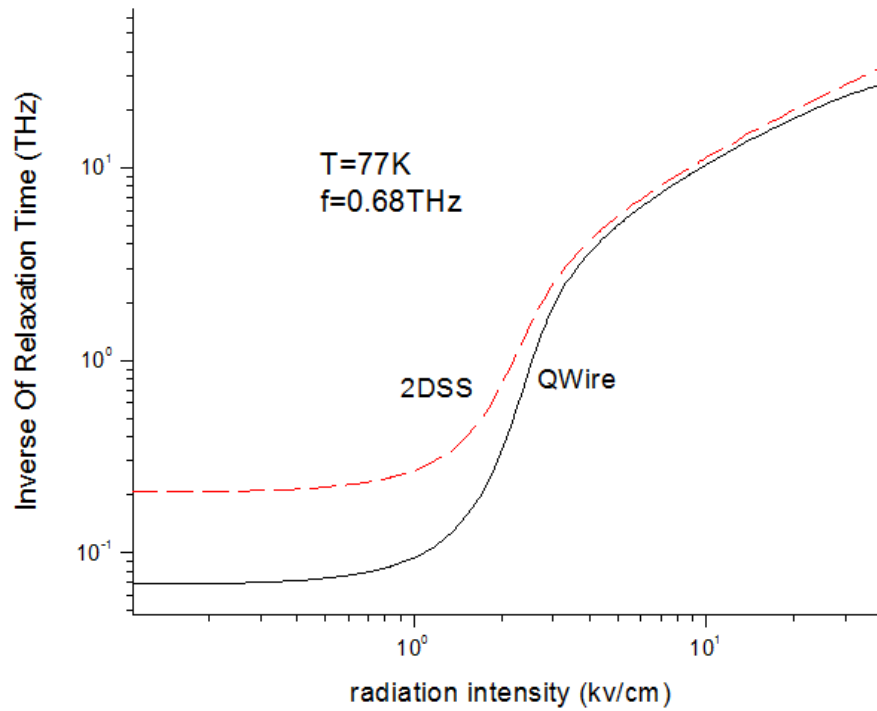
در دماهای پایین، گذار از پاسخ خطی به پاسخ غیرخطی با افزایش میدان واضح تر می‌باشد. در دماهای پایین اثر جذب فونون LO ضعیف است، بنابراین الکترون‌ها از میدان اعمالی انرژی بدست می‌آورند.

در میدان‌های اعمالی به اندازه کافی پایین، زمان واهلش تکانه برای الکترون‌ها نسبتاً طولانی است، بنابراین الکترون زمان کافی برای بدست آوردن انرژی از میدان اعمالی را دارد و سپس این انرژی را با گسیل فونون از دست می‌دهد. پس در میدان‌های پایین برهمکنش الکترون با فوتون‌ها بیشتر از فونون‌ها می‌باشد.

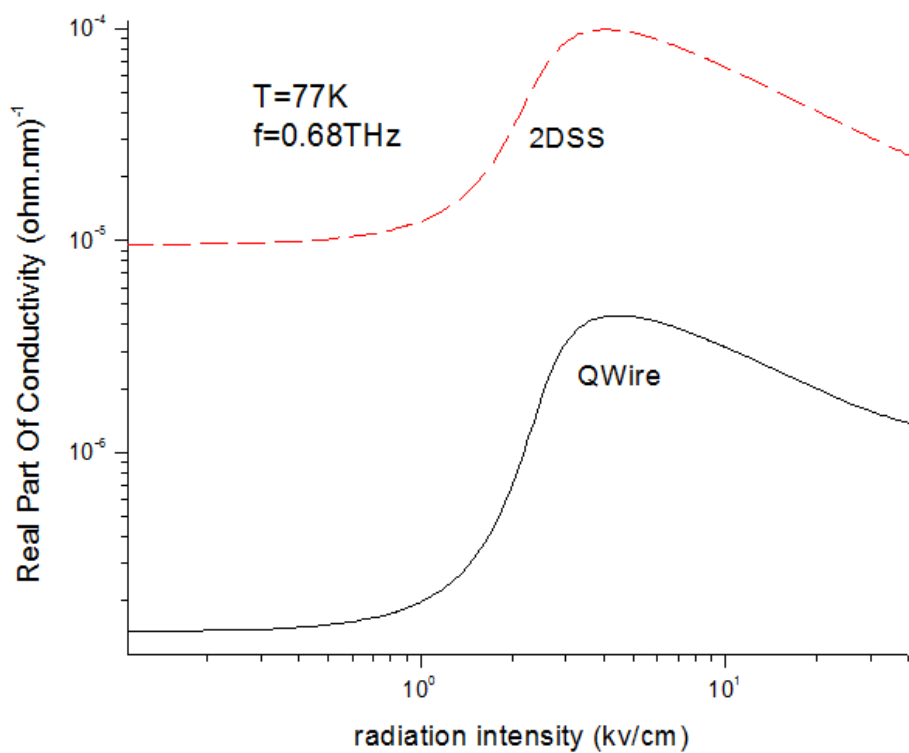
الکترون‌ها در دمای کمتر بهتر از دمای بالاتر، گرم می‌شوند، زیرا در دماهای پایین تر جذب فونون LO ضعیف تر است و در نتیجه آن گسیل فونون نیز ضعیف تر خواهد بود. بنابراین رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی نیز ضعیف تر خواهد بود. می‌توان نتیجه گرفت که در دماهای پایین یک آهنگ انتقال انرژی خالص وجود دارد.



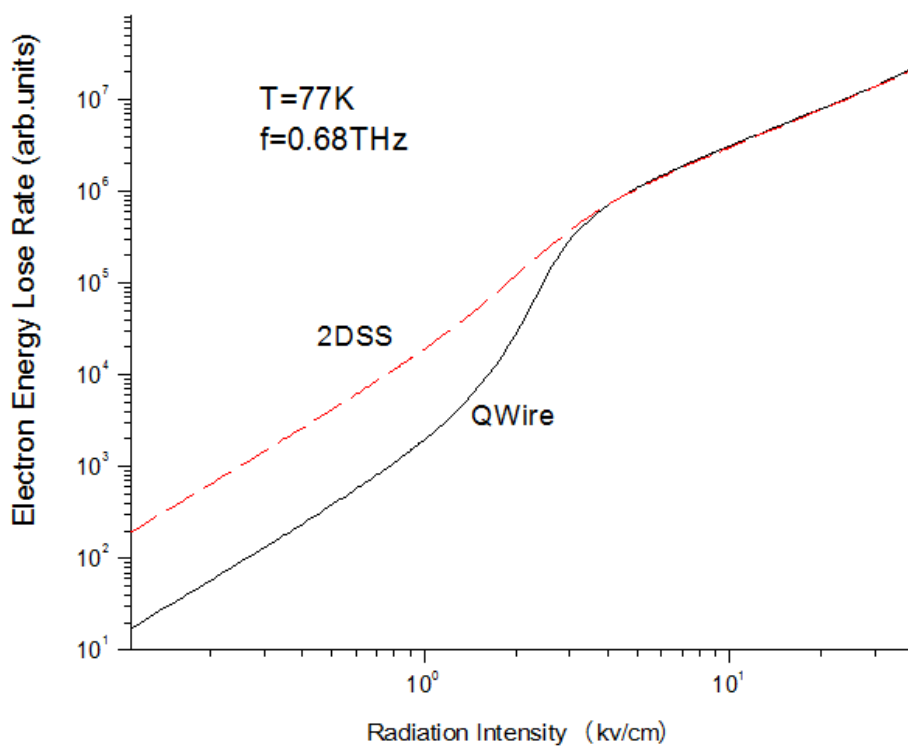
شکل ۱۶-۴: نمودار دمای الکترونی بر حسب شدت تابش برای نیمرسانای دوبعدی (2DSS) و سیم کوانتومی (QWire) در دما و فرکانس ثابت.



شکل ۱۷-۴: نمودار وارون زمان واهلش بر حسب شدت تابش برای نیمرسانای دوبعدی (2DSS) و سیم کوانتومی (QWire) در دما و فرکانس ثابت.



شکل ۱۸-۴: نمودار رسانندگی بر حسب شدت تابش برای نیمرسانای دوبعدی (2DSS) و سیم کوانتومی (QWire) در دما و فرکانس ثابت.



شکل ۱۹-۴: نمودار اتلاف انرژی الکترون بر حسب شدت تابش برای نیمرسانای دوبعدی (2DSS) و سیم کوانتومی (QWire) در دما و فرکانس ثابت.

شکل‌های ۴-۱۶ الی ۴-۱۹، مقایسه تغییرات دمای الکترونی، زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون با شدت میدان اعمالی را در $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ نامتجانس دوبعدی (2DSS) و $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ نامتجانس بصورت سیم کوانتومی (QWire) را نشان می‌دهد.

چگونگی تغییرات دمای الکترون، زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون برای دو سیستم شبیه به یکدیگر است. دمای الکترونی تقریباً برای دو سیستم یکسان است. در شدت‌های پایین و میدان‌های اعمالی نه چندان بالا وارون زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی در سیم کوانتومی کمتر از سیستم دوبعدی می‌باشد.

در میدان‌های اعمالی بالا، زمان واهلش و آهنگ اتلاف انرژی در دو سیستم یکسان می‌شود و اثر شکل سیستم بر روی این کمیت‌ها از بین می‌رود.

فصل پنجم

نتیجه گیری و پیشنهادات برای ادامه تحقیقات

در این پژوهش، ترابرد غیرخطی در سیم کوانتومی به‌طور نظری به روش معادلات ترازمندی انرژی و تکانه با رهیافت معادله ترابرد بولتزمان بررسی شد. در فصل قبل معادلات ترازمندی انرژی و تکانه را برای مورد $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ نامتجانس بدست آمد و نتایج عددی حاصل بررسی گردید. در محاسبات عددی تغییرات آهنگ گذار الکترونی، دمای الکترونی، زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون با دما، فرکانس و شدت میدان تابشی، فرکانس پتانسیل محدودکننده بررسی شد و بطور خلاصه نتایج زیر حاصل شد.

افزایش شدت میدان های اعمالی، آهنگ گذار الکترونی و زمان واهلش تکانه کاهش می‌یابد و دمای الکترونی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون افزایش و رسانندگی ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد،

در شدت‌های نسبتاً بالا، افت وخیز آهنگ گذار افزایش می‌یابد، و نیز در این شدت ها، تأثیرات فرکانس تابش و دمای نمونه بر دمای الکترونی، زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی از بین می‌روند.

با افزایش فرکانس میدان اعمالی، آهنگ گذار افزایش می‌یابد و افت وخیزهای آن کاهش می‌یابد. و همچنین کمیت‌های دمای الکترونی، وارون زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون با افزایش فرکانس میدان اعمالی، کاهش می‌یابند.

با افزایش قدرت پتانسیل محدودکننده آهنگ گذار الکترونی افزایش می‌یابد. افزایش دما در یک شدت تابشی ثابت، باعث افزایش آهنگ گذار الکترونی، دمای الکترونی، وارون زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی می‌شود.

روند تغییرات دمای الکترون، زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی الکترون برای سیم کوانتومی و گاز الکترون دو بعدی شبیه به یکدیگر است. دمای الکترونی تقریباً برای دو سیستم یکسان است. در شدت های پایین و میدان های اعمالی نه چندان بالا وارون زمان واهلش، رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی در سیم کوانتومی کمتر از سیستم دوبعدی می باشد.

در میدان های اعمالی بالا، زمان واهلش و آهنگ اتلاف انرژی در دو سیستم یکسان می شود و اثر شکل سیستم بر روی این کمیت ها از بین می رود.

دلایل این مشاهدات را می توان بطور خلاصه بصورت زیر بیان کرد:

تحت میدان های اعمالی، الکترون ها از میدان اعمالی و جذب فونون انرژی دریافت کنند و با گسیل فونون انرژی از دست بدهند که این فرآیند ها از معادله ترازمندی انرژی نتیجه می شوند. در میدان های اعمالی به اندازه کافی پایین، زمان واهلش تکانه برای الکترون ها نسبتاً طولانی است، بنابراین الکترون زمان کافی برای بدست آوردن انرژی از میدان اعمالی را دارد و سپس این انرژی را با گسیل فونون از دست می دهد. پس در میدان های پایین برهمکنش الکترون با فوتون ها بیشتر از فونون ها می باشد.

بیشتر شدن افت وخیزها در شدت های بیشتر، به دلیل تغییر در کانال های جذب و گسیل فوتون توسط الکترون می باشد. و نیز در فرکانس های پایین تر و شدت های بیشتر، فوتون ها نقش کمتری در آهنگ گذار دارند ونقش فونون ها برجسته تر است.

در دماهای پایین اثر جذب فونون LO ضعیف است، بنابراین الکترون ها از میدان اعمالی انرژی بدست می آورند.

الکترون ها در دمای کمتر بهتر از دمای بالاتر، گرم می شوند، زیرا در دماهای پایین تر جذب فونون LO ضعیف تر است و در نتیجه آن گسیل فونون نیز ضعیف تر خواهد بود. بنابراین رسانندگی و آهنگ اتلاف انرژی نیز ضعیف تر خواهد بود. می توان نتیجه گرفت که در دماهای پایین یک آهنگ انتقال انرژی خالص وجود دارد.

پیشنهادات برای ادامه تحقیقات

- ۱- در نظر گرفتن ترابرد الکترونی در حضور میدان مغناطیسی کوانتیزه کننده
- ۲- در نظر گرفتن سایر برهمکنش‌های الکترون، مثلاً برهمکنش الکترون-الکترون
- ۳- مقایسه خواص تراپردی در نیمرساناهای مختلف با استفاده از نتایج این پژوهش
- ۴- انجام این پژوهش به روشی‌های محاسباتی دیگر و مقایسه نتایج

- [١]. Steiner T.D. (2004), “*Semiconductor Nanostructures for Optoelectronic Applications*”, Artech House. US.
- [٢]. Brennan, K.F. and P.P. Ruden. (2001), “*Topics in High Field Transport in Semiconductors*”. World Scientific. US.
- [٣]. Schöll, E. (1997), “*Theory of Transport Properties of Semiconductor Nanostructures*”. Springer. US.
- [٤]. Bhushan, B. (2004), “*Springer handbook of nanotechnology*”, Springer. US.
- [٥]. Lei, X.L. and X. Lei. (2008), “*Balance Equation Approach to Electron Transport In Semiconductors*”, World Scientific. US.
- [٦]. Cao, J.C. and X.L. Lei. (2002), “*Balance-equation approach to impact ionization induced by an intense terahertz radiation: Application to InAs/AlSb heterojunctions*”, The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems, **29**(4): p. 553-559.
- [٧]. Lei, X.L. (1998) “*The effect of an intense terahertz irradiation on electron transport in two-dimensional semiconductors*”, Journal of Physics: Condensed Matter, **10**(14): p. 3201.
- [٨]. Lei, X.L., B. Dong, and Y.Q. Chen. (1997) “*Nonlinear transport in quasi-two-dimensional systems driven by intense terahertz fields*”. Physical Review B, **56**(19): p. 12120-12123.
- [٩]. Liu, S.Y. and X.L. Lei. (2003), “*Theory of nonlinear cyclotron resonance in quasi-two-dimensional electron systems*”, Matter, **15**(25): p. 4411.
- [١٠]. Xu, W. and C. ZHANG. (1997), “*NONLINEAR TRANSPORT IN STEADY-STATE TERAHERTZ-DRIVEN TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GASES*”. Vol. 55., Woodbury, NY, ETATS-UNIS: American Physical Society. 7.
- [١١]. Asmar, N. G., Černe, J., Markelz, A. G., Gwinn, E. G., Sherwin, M. S., Campman, K. L., Gossard, A. C., (1996) “*Temperature of quasi-two-dimensional electron gases under steady-state terahertz drive*”. Applied Physics Letters, **68**(6): p. 829-831.
- [١٢]. Xu, W. (2001), “*Nonlinear transport and optical properties of terahertz-driven*

two-dimensional electron gases". Journal of Physics: Condensed Matter, **13**(16): p. 3717.

- [۱۳]. Asmar, N. G., Markelz, A. G., Gwinn, E. G., Hopkins, P. F., Gossard, A. C. (1994), "D.C. transport in intense, in-plane terahertz electric fields in $AlxGa1-xAs$ heterostructures at 300 K". Solid-State Electronics, **37**(4): p. 693-695.
- [۱۴]. پول س.پ، اونز ف.ج، (۱۳۹۱)، "مقدمه‌ای بر نانو فناوری" تقوی نیا ن، چاپ اول، دانشگاه صنعتی شریف، تهران.
- [۱۵]. نجفزاده ع، (۱۳۸۷)، "نیدگاهی بر فناوری نانو" چاپ اول، انتشارات محقق اردبیلی، اردبیل.
- [۱۶]. Thomas Jhn. (2010), "Semiconductor Nanostructures", Oxford University Press Inc. New York.
- [۱۷]. M.BALKANSKI and R. F.WALLIS. (2000), "Semiconductor Physics and Applications", Oxford niversity Prs Inc. New York.
- [۱۸]. Peyghambarian, N., S.W. Koch, and A. Mysyrowicz. (1993), "Introduction to semiconductor optics", Englewood Cliffs, N.J.: Prentice Hall.
- [۱۹]. کیتل چ، (۱۳۸۷)، "آشنایی با فیزیک حالت جامد" پورقازی ا، چاپ سوم، مرکز نشر دانشگاهی، تهران.
- [۲۰]. Iadonisi, G., G. Cantele, and M.L. Chiofalo. (2014), "Introduction to Solid State Physics and Crystalline Nanostructures", SPRINGER. US.
- [۲۱]. Harrison, P. (2005), "Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures", Wiley. US.
- [۲۲]. Hamaguchi, C. (2001), "Basic Semiconductor Physics", Springer. US.
- [۲۳]. Manasreh, O. (2001), "Introduction to Nanomaterials and Devices", Wiley. US.
- [۲۴]. Sone, J. (1992), "Electron transport in quantum wires and its device applications". Semiconductor Science and Technology, **7**(3B): p. B210.
- [۲۵]. Bhattacharya, S. and K.P. Ghatak. (2012), "Effective Electron Mass in Low-Dimensional Semiconductors", Springer Berlin Heidelberg.
- [۲۶]. H.M.Rosenberg. (1988), "The Solid State", Oxford University Press.UK.

- [27]. Zhang, X.C. and J. Xu. (2010) , “*Introduction to THz Wave Photonics*”, Springer New York Dordrecht Heidelberg London. London.
- [28]. Pilehrood, S.H. (2006), PhD. Thesis, “*Electronic properties of semiconductor nanostructures under terahertz radiation*”, Phys. Depart, University of Wollongong.
- [29]. Phillips, X. (2011), “*Terahertz Technology*”, The English Press, Delhi.
- [30]. Ziman, J.M. (1972), “*Principles of the Theory of Solids*”. Cambridge University Press. UK.
- [31]. Rajveer S Yaduvanshi, Harish Parthasarathy. (2010), “*EM Wave Transport 2D and 3D Investigations*”. International Journal of Advanced Computer Science and Applications(IJACSA),. 1(6)
- [32]. Morkoç, H. (2009), “*Handbook of nitride semiconductors and devices, Materials Properties, Physics and Growth*”. Vol. 1. John Wiley & Sons. US.
- [33]. Singh, J. (2007), “*Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures*”, Cambridge University Press.UK.
- [34]. Balandin, A.A. and D.L. Nika. (2012), “*Phononics in low-dimensional materials*”. Materials Today, **15**(6): p. 266-275.
- [35]. Stroschio, M.A. and M. Dutta. (2001), “*Phonons in Nanostructures*”. Cambridge University Press.UK.
- [36]. Omar, M.A. (1993), “*Elementary Solid State Physics: Principles and Applications*”. Addison-Wesley Publishing Company. US.
- [37]. Xu, W. (1998), “*Nonlinear optical absorption and LO-phonon emission in steady-state terahertz-driven three-dimensional electron gases*”. Phys. Rev. B,**57**(20), p. 12939--12950.
- [38]. Xu, W. (1998), “*Electron-photon-phonon interactions in polar semiconductors under free-electron laser irradiations*”. Journal of Physics: Condensed Matter, **10**(27): p. 6105.
- [39]. Mkrtchyan, A.R., Avakyan, R.M., Hayrapetyan, A.G., Khachatryan, B.V., Petrosyan, R.G. (2009), “*ELECTRON-PHONON INTERACTION IN POLAR SEMICONDUCTORS UNDER THE INFLUENCE OF LASER RADIATION*”, Armenian Journal of Physics, **2**(4): p. 258-267.

- [१०]. Ando, T., A.B. Fowler, and F. Stern. (1982), “*Electronic properties of two-dimensional systems*”. *Reviews of Modern Physics*, **54**(2): p. 437-672

Abstract

The study of optical and transport properties of nano scale structures and devices under tunable high power THz laser sources, such as free-electron lasers has been possible due to the development in technology. In order to achieve a deep understanding of the results of these experimental studies and to develop the applications, comprehensive theoretical investigations on these systems is inevitable.

In this research, non-linear transport and optical properties of a quasi-two-dimensional semiconductor quantum well wire under laser radiation is being Studied.

First, by solving the momentum and energy balance equations through the steady state Boltzmann equation approach and Considering the interaction between electrons and phonons, we obtain momentum relaxation time, conductivity and electron energy loss rate for quasi-two-dimensional quantum wire.

Then using the results, we have investigated the dependence of electronic transition rate, electron temperature, conductivity and electron energy loss rate on the intensity and frequency of electromagnetic radiation field and on the sample temperature in AlGaAs /GaAs heterojunctions numerically.

Key Words: Transport, Boltzmann equation, Terahertz radiation, Quantum well wire, electron-photon-LO phonon interaction.



Shahrood University of Technology

Faculty of physics

MSc Thesis in Nanophysics

**Nonlinear Transport in Quantum Wire Under Laser
Radiation**

By: Mostafa Shiri

**Supervisor:
Dr. Saeid Hesami Pilehrood**

September 2016