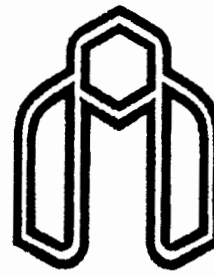


بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه گیلان

دانشکده علوم پایه - گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد (گرایش حالت جامد)

بررسی پدیده رسانندگی ماندگار

نگارش:

سید علی هاشمی

استاد راهنما:

دکتر مجید واعظ زاده

استاد مشاور:

دکتر هراتی زاده

تابستان ۸۴

تأیید شده است

قدردانی و تشکر

شکر و سپاس خداوند منان را که همواره مرا یار و یاور بوده و هست و به من توانایی عطا فرمود تا به این مرحله نائل آیم و بتوانم در راه علم تحقیقی که به من محول شده بود را با نتایجی مثبت به پایان برسانم.

جادارد در ابتدا از پدر و مادر عزیزم که در تمام این مدت همدل و همراه من بوده و در تمامی مراحل زندگی به خصوص در طول این دوره حامی و مشوق من بوده اند تشکر و قدردانی نمایم، بدون شک این پایان نامه مرهون صبر و تحمل ایشان می باشد.

با عنایت به اتمام کار پایان نامه، جا دارد از همه افرادی که به نوعی مرا در اتمام کار یاری نموده اند تشکر لازم را داشته باشم مع الوصف، صمیمانه از استاد راهنمای محترم و گرامیم ، آقای دکتر مجید واعظ زاده تشکر و قدردانی لازم را دارم و برای ایشان و خانواده محترمشان آرزوی سلامتی و موفقیت دارم.

همچنین از استاد گرامی جناب آقای دکتر هراتی زاده که سمت استاد مشاور اینجانب را عهده دار بودند ، سپاسگزارم.

از تمام دوستان خوبم و تمام کسانی که در این مدت همواره به من کمک کرده اند و اسمشان در خاطر من نیست ضمن عرض پوزش بخاطر عدم درج نامشان، آرزوی موفقیت روز افزونشان را از درگاه ایزد یکتا دارم.

چکیده:

وقتی یک نیمرسانا در معرض تابش نور قرار می‌گیرد، رسانندگی آن افزایش پیدا می‌کند، این پدیده را فوتورسانندگی می‌نامند. در اثر تابش نور بر روی نیمرسانا که موجب شکستن نوارهای ظرفیتی آن می‌شود دو حامل بار با علامت مخالف به وجود می‌آیند، یکی منفی به نام الکترون آزاد با تحرک پذیری μ_n و چگالی n ، و دیگری مثبت به نام حفره با تحرک پذیری μ_p و چگالی p . این دو ذره در میدان الکتریکی خارجی ($\mathcal{E}$) در جهتهای مخالف یکدیگر حرکت می‌کنند و جریانی را که فقط در یک جهت است، تولید می‌کنند.

فوتورسانایی ماندگار PPC فوتو رسانایی است که بعد از قطع برانگیزش نوری برای مدتی در نیم رسانا ماندگار می ماند. این پدیده در انواع بسیار از مواد نیم رسانا مشاهده شده است. اثر PPC کاربرد عملی قابل توجهی در ساخت قطعات حافظه نوری، آشکار سازهای مادون قرمز و غیره دارد. چندین مکانیسم و مدل برای توصیف این اثر پیشنهاد شده است که آخرین آن مدل افت و خیز های پتانسیل محلی – کاتوره ای می باشد. در این پایان نامه با بهره گیری از نتایج فوتورسانایی ماندگار در کادمیوم تلوراید، به بررسی نظری این پدیده به طور عمومی در نیم رساناها پرداخته شده است.

اولین نظریه معتبر در فوتورسانایی ماندگار، مدل سد ماکروسکوپیک بوده. از آنجا که این مدل وابسته به بسامد نبوده مدلی دیگری بنام واهلش شبکه بزرگ یا به عرصه نهاد. کاهش دما، احتمال باز ترکیب الکترون حفره را افزایش می دهد و نتیجه آن افزایش جریان بیشینه فوتورسانایی ماندگار خواهد بود. در حالی که نتایج تجربی نشان می داد از دمای خاصی به پایین با کاهش دما جریان بیشینه فوتورسانایی ماندگار کاهش می یابد باز تاب این نتیجه منجر به ارائه مدل جدیدتری بر پایه مدلهای قبلی شد که به مدل افت خیز پتانسیل کاتوره ای – محلی مشهور گردید. مدل جدید تاحدود بسیار کمی کاهش جریان بر حسب کاهش دما را نمایش میداد. لذا در صدد آن بر آمديم تا نظریه ای ارائه نمایم که تمامی این نتایج را پوشش دهد. با بررسی دقیقتر سیستم دیدیم که اثر تنگش (PINCH) عامل اساسی در پدیده فوتورسانایی ماندگار می باشد.

کلمات کلیدی:

اثر تنگش ، جریان های ماندگار، سد ماکروسکوپیک، واهلش شبکه بزرگ و افت و خیز پتانسیل محلی – کاتوره ای.

۱	فصل اول - بررسی منابع
۲	مقدمه
۳	۱-۱ نور رسانندگی
۴	۲-۱ طول موج آستانه
۶	۳-۱ پاسخ طیفی
۷	۴-۱ جریان نور رسانندگی
۸	۵-۱ برخی اصطلاحات مربوط به تابش
۹	۶-۱ کاربرد
۱۰	فصل دوم - برهم کنش نور وماده
۱۳	۱-۲ جذب زوج الکترون - حفره آزاد
۱۵	۲-۲ گذارهای غیر مستقیم
۱۷	۳-۲ بستگی گاف انرژی به فشار و دما
۱۷	۴-۲ برهم کنش کولنی بین الکترونها و حفره ها
۱۹	۵-۲ جذب اکسیتون در نیمرساناهای گاف غیر مستقیم (Ge)
۲۰	۶-۲ اکسیتونها
۲۰	۷-۲ اکسیتونهای وانیر-فرانکل
۲۱	۸-۲ پلاسمونها وجفت اکسیتونها
۲۳	۹-۲ پلاسمای الکترون-حفره
۲۴	۱۰-۲ پلاسمای الکترون-حفره در نیمرسانای غیر مستقیم (Ge)
۲۵	۱۱-۲ بر هم کنش نور و ماده
۲۶	۱۲-۲ جذب و نشر خود بخودی، نشر برانگیخته
۲۹	۱۳-۲ رفتار آشفتهگی برخورد خطی نور با ماده
۳۴	فصل سوم - بررسی نتایج
۳۵	۱-۳ اثر تابش نور بر نیم رسانا
۳۵	۲-۳ هدایت الکتریکی نوری
۳۷	۳-۳ بررسی نتایج فوتو رسانایی ماندگار در نوع n ونوع p نمونه CdTe (Sb)
۴۰	۴-۳ بررسی نتایج فوتو رسانایی ماندگار در نوع n ونوع p نمونه CuGaSe ₂
۴۶	فصل چهارم - تنگش در فوتورسانایی ماندگار
۴۷	مقدمه
۴۸	۱-۴ تکامل نظریه ارائه شده تا کنون

۴۸	۴-۱-۱ مدل سد ماکروسکوپیک
۴۸	۴-۱-۲ مدل واهلش شبکه بزرگ
۴۹	۴-۱-۳ مدل افت خیز پتانسیل کاتوره ای - محلی
۴۹	۴-۲-۱ تنگش، مکانیسم برتر در فوتورسانایی ماندگار
۵۰	۴-۲-۱ سطح مقطع حقیقی عبور جریان
۵۱	۴-۲-۲ کاهش سطح مقطع عبور جریان بواسطه اعمال میدان مغناطیسی خارجی
۵۲	۴-۲-۳ سطح حقیقی یا اثبات وجود اثر تنگش بواسطه اثر هال
۵۳	۴-۲-۴ پدیده تنگش
۵۸	۴-۲-۵ نتیجه گیری
۵۹	مراجع

- شکل (۱-۱): نمودار انرژی یک نیم رسانا با ناخالصیهای دهنده و پذیرنده ۴
- شکل (۲-۱): پاسخ طیفی نسبی نیمرساناهای Si و Ge ۷
- شکل (۳-۱): منحنی تغییرات پاسخ طیفی نسبی چشم استاندارد بر حسب طول موج ۹
- شکل (۱-۲): دیاگرام فوتونهای فرودی و گسیلی ۲۶
- شکل (۱-۳): تغییرات جریان ماندگار بر حسب زمان در دماهای پایینتر از 200 K ۳۸
- شکل (۲-۳): تغییرات جریان ماندگار بر حسب زمان در دماهای بالاتر از 200 K ۳۸
- شکل (۳-۳): تغییرات جریان ماندگار بر حسب زمان ۳
- شکل (۴-۳): تغییرات هدایت بعد از قطع برانگیزش نوری بر حسب زمان. مدت تابش ۳۰ دقیقه در 80 K در CGS . ۴۳
- شکل (۵-۳): نمودار تغییرات زمان واهلش نسبت به دما برای CGS ۴۳
- شکل (۶-۳): شدت بیشینه ppc در نوع n و p ، CGS نسبت به دما ۴۳
- شکل (۷-۳): تغییرات غلظت حامل بار بر حسب تغییرات دما در CGS ۴۳
- شکل (۸-۳): تغییرات تحرک حامل های بار بر حسب تغییرات دما در CGS ۴۴
- شکل (۹-۳): تغییرات هدایت نسبی ($ppc/dark$) بر حسب زمان در 80 K در CGS ۴۴
- شکل (۱-۴): فلوجارت، نقاط برجسته و روند این فصل ۵۰
- شکل (۲-۴): شدت میدان مغناطیسی در ناحیه داخل و خارج باریکه الکترونی ۵۳
- شکل (۳-۴): بستگی شدت میدان مغناطیسی در ناحیه داخل و خارج باریکه الکترونی به مکان r ۵۳
- شکل (۴-۴): نمایش المان حجمی که تحت تأثیر میدان مغناطیسی ناشی از الکترونها قرار دارد ۵۴
- شکل (۵-۴): فشردگی لحظه ای الکترونها بواسطه پدیده تنگش بر اثر خود مغناطیسی حاصل از جریان، که بطور متوسط سطح حقیقی عبور جریان را نمایش می دهد ۵۵
- شکل (۶-۴): تغییرات فرکانس طپش بر حسب شعاع گاز الکترونی ۵۷

فصل اول

بررسی منابع

مقدمه

مواد بلوری بسته به اینکه در دمای صفر درجه کلوین، حالت انرژی پایه‌ی آنها به وسیله‌ی نوارهای ظرفیت پر و نوارهای رسانش خالی مشخص شده باشند، به عنوان نارسانا یا نیمرسانا دسته بندی می‌شوند. حالت پایه به عنوان حالتی از ماده، وقتی که آن ماده به وسیله‌ی سازوکارهای نوری، الکتریکی و حرارتی و یا دیگر فرآیندهای تحریک برانگیخته نشده باشد، معین می‌شود. نیمرسانا یک عایق با گاف نواری E_g نسبتاً کوچک است که در آن می‌توان به وسیله‌ی جذب فوتون و یا روشهای دیگر همچون تحریک حرارتی، ضربه‌ای و غیره، الکترون‌ها را از نوار ظرفیت به نوار رسانش انتقال داد. برای اینکه جذب نوری صورت گیرد انرژی فوتون باید از گاف انرژی نیمرسانای ذاتی بزرگتر باشد. وقتی که الکترون به نوار رسانش برده می‌شود یک حفره در محل آن در نوار ظرفیت به وجود می‌آید. الکترون در نوار رسانش با یک بار منفی (e^-) و حفره در نوار ظرفیت با یک بار مثبت (e^+) با یکدیگر از طریق پتانسیل کولنی بر هم کنش می‌کنند. این اثرات کولنی باعث تغییرات مهمی در لبه جذب نیمرسانا می‌شود [1] در این پایان‌نامه به مباحث مربوط به جذب نور در نیمرساناها به اختصار اشاره شده است. جهت بررسی و مطالعه دقیقتر میتوان به مراجع [1-16] مراجعه نمود.

۱-۱ نور رسانندگی

وقتی یک نیمرسانا در معرض تابش نور قرار می گیرد، رسانندگی (σ) آن افزایش پیدا می کند، این پدیده را نوررسانندگی^۱ می نامند. در اثر تابش نور بر روی نیمرسانا که موجب شکستن نوارهای ظرفیتی آن می شود دو حامل بار با علامت مخالف به وجود می آیند، یکی منفی به نام الکترون آزاد با تحریک پذیری μ_n و چگالی n ، و دیگری مثبت به نام حفره با حرکت پذیری μ_p و چگالی p . این دو ذره در میدان الکتریکی خارجی (ε) در جهت های مخالف یکدیگر حرکت می کنند و جریانی را که فقط در یک جهت است، تولید می کنند. به راحتی می توان نشان داد که چگالی جریان J و رسانندگی σ طبق روابط زیر تغییر می کنند:

$$\vec{J} = (n \mu_n + p \mu_p) e \vec{\varepsilon} \quad (1-1)$$

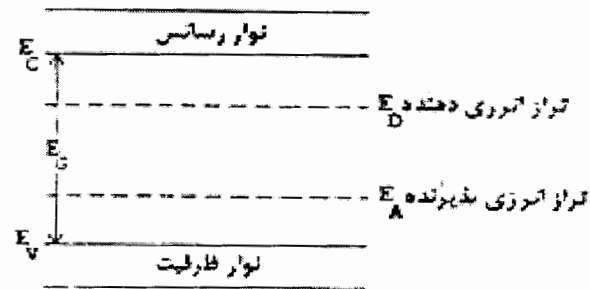
$$\sigma = (n \mu_n + p \mu_p) e \quad (2-1)$$

روابط فوق نشان می دهند که چگالی جریان و رسانندگی نیمرسانا با غلظت حامل های بار نسبت مستقیم دارد. (باید توجه کرد که جفت های الکترون و حفره ای ایجاد شده در اثر تابش نور غیر از جفت های الکترون حفره هایی هستند که در اثر افزایش دمای رسانا تولید می شوند.) بدین ترتیب با افزایش رسانندگی نیمرسانا مقاومت ویژه ی آن کاهش می یابد، به عنوان یک نمونه ی عملی می توان گفت که مقاومت یک نور رسانای تجارتي به ازای ۱۰۰ فوت-شمع^۲ چندین کیلو اهم کاهش می یابد. نمودار انرژی یک پیوند pn در شکل (۱-۱) نمایش داده شده است. وقتی فوتون های با انرژی کافی بر سطح این پیوند بتابد و انرژی یک فوتون به اندازه کافی زیاد باشد یک جفت الکترون-حفره ایجاد می شود. این نوع تحریک را تحریک ذاتی می نامند. یک فوتون ممکن است موجب انتقال یک الکترون دهنده به نوار رسانش، و یا

۱. Foot candle

۲. Photoconductivity

یک الکترون نوار ظرفیت به تراز انرژی پذیرنده شود. چنین تحریکی را تحریک ناخالصی می‌نامند. از آن جاییکه چگالی حالت‌های کوانتومی در نوارهای ظرفیت و رسانش بیشتر از چگالی حالت‌های کوانتومی ناخالصی است، نور رسانندگی معمولاً ناشی از تحریک ذاتی است.



شکل (۱-۱) نمودار انرژی یک نیم‌رسانا با ناخالصیهای دهنده و پذیرنده

۲-۱ طول موج آستانه

کمترین بسامد نوری را که موجب گسیل فتوالکتریک می‌شود، بسامد آستانه f_c می‌نامند. این بسامد

را می‌توان با صفر قرار دادن سرعت ذره‌ی باردار در رابطه انیشتین به دست آورد [۷]، همچنین:

$$f_c = \frac{U_w}{h} \quad (۳-۱)$$

به طوری که می‌دانیم اگر نور تکرنگی با بسامد f بر سطح فلزی با تابع کار U_w بتابد، بنا به رابطه

انیشتین سرعت الکترونهای گسیل شده از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\frac{1}{2} mv^2 \leq hf - U_w \quad (۴-۱)$$

نمودار تراز انرژی الکترونهای آزاد داخل فلز نشان می‌دهد که الکترونهای داخل فلز در ترازهایی از

انرژی قرار دارند که مقادیر انرژی آنها بین صفر و یک مقدار بیشینه E_f الکترون ولت، که آن را تراز

فرمی می‌نامند، تغییر می‌کند، اما انرژی هیچ ترازى که دارای الکترون است نمی‌تواند از E_f بیشتر باشد.

حال، اگر الکترونی که دارای انرژی فرمی است فوتونی با انرژی hf را دریافت دارد و بدون از دست دادن

انرژی بر سطح فلز منتقل شود، هنگام گریز از سطح فلز انرژی جنبشی آن $hf - U_w$ ژول خواهد بود.

این مطلب از مفهوم تابع کار نتیجه می‌شود که بنا به تعریف، حداقل انرژی است که باید در 0°K صرف کرد تا سریع‌ترین الکترون که جهت حرکت آن به طرف سطح فلز است بر انرژی پتانسیل فایق آید و سپس بگریزد. چون بعضی از الکترونهايي که دارای انرژی پایین تر از تراز فرمی هستند ممکن است فوتونهای تابنده را جذب کنند، برای خارج شدن آنها از فلز مقدار انرژی صرف شده باید بیشتر از U_w باشد. این حقیقت نامساوی (۴-۱) را توجیه می‌کند. بنا به معادله (۴-۱) پتانسیل کند کننده V_r که دقیقاً سریع‌ترین الکترون را متوقف می‌کند با رابطه زیر تعیین می‌شود:

$$eV_r = \frac{1}{2} m v_{\max}^2 = hf - U_w \quad (5-1)$$

که با قرار دادن سرعت برابر صفر رابطه بسامد آستانه f_c به دست می‌آید. طول موج متناظر با این بسامد را طول موج آستانه^۱، یا طول موج قطع^۲ λ_c که بر حسب متر بیان می‌شود، می‌نامند. طول موج قطع، طول موجی است که بالاتر از آن گسیل فتوالکتریکی امکانپذیر نیست، داریم:

$$\lambda_c = \frac{c}{f_c} \quad (6-1)$$

با در نظر گرفتن رابطه‌ی (۳-۱) خواهیم داشت:

$$\lambda_c = \frac{hc}{U_w} \quad (7-1)$$

که اگر تابع کار U_w بر حسب الکترون ولت بیان شود از آنجا، طول موج قطع λ_c بر حسب

آنگستروم از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\lambda_c = \frac{12400}{U_w} \quad (8-1)$$

۳-۱ پاسخ طیفی

حداقل انرژی که یک فوتون برای تحریک ذاتی لازم دارد، با گاف انرژی (E_G) نیم‌رسانا در دمای اتاق برابر است. آستانه‌ی بلند-طول موج ماده λ_c بنا به تعریف، طول موج متناظر با گاف انرژی (E_G) است که آن را طول موج قطع نیز می‌نامند، λ_c از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_G} \quad (9-1)$$

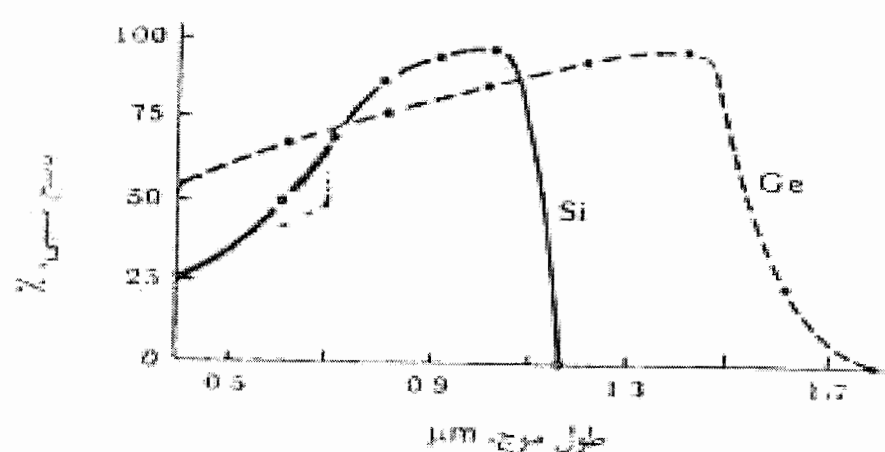
در رابطه‌ی فوق λ_c بر حسب میکرون است و E_G در دمای اتاق (و یا هر دمای دیگر) برای Si و Ge از رابطه‌ی (۱۰-۱) به دست می‌آید:

$$E_G = E_{G0} - \beta T \quad (10-1)$$

که E_{G0} برای آنها در $0^\circ K$ به ترتیب $1/21$ و 0.785 الکترون ولت است. عرض شکاف نوار ممنوع در نوار انرژی تابع فاصله‌های بین اتمهای آن است، لذا E_{G0} به دما بستگی دارد. با آزمایش تعیین شده است که E_{G0} با افزایش دما برای سیلیسیوم به میزان $10^{-4} \text{ eV}/^\circ K$ و برای ژرمانیوم به میزان $2.23 \times 10^{-4} \text{ eV}/^\circ K$ کاهش می‌یابد. از آنجا، با استفاده از رابطه‌ی (۱۰-۱) گاف انرژی برای سیلیسیوم و ژرمانیوم در دمای اتاق ($300^\circ K$) به ترتیب 1.11 eV و 0.718 eV به دست می‌آید. با استفاده از رابطه‌ی (۹-۱)، λ_c در دمای اتاق برای Si برابر $1/13$ میکرون و برای Ge برابر $1/73$ میکرون به دست می‌آید.

منحنی‌های حساسیت برای Si و Ge در شکل (۲-۱) رسم شده‌اند. به طوری که ملاحظه می‌شود به علت تحریکهای ناخالصی، حد بلند طول موج به طور محسوس بزرگتر از λ_c محاسبه شده از معادله‌ی (۹-۱) است با کاهش طول موج ($\lambda < \lambda_c$) پاسخ طیفی نسبی افزایش می‌یابد و بالاخره به یک

پیشینه می‌رسد.



شکل ۱-۲ پاسخ طیفی نسبی نیمرساناهای Si و Ge

۱-۴ جریان نور رسانندگی

حاملهای حاصل از تحریک نوری نیمرسانا در اثر میدان الکتریکی اعمال شده حرکت می کنند تعدادی از این حاملها که در اثر ترکیب مجدد از بین نرفته اند به اتصالاتی اهمی دو انتهای میله نیمرسانا می رسند و جریان الکتریکی به وجود می آورند که آن را جریان فتوالکتریکی یا جریان نور رسانندگی می نامند. اگر p_r میزان به وجود آمدن این حاملها و نیز عمر متوسط (τ) آنها معلوم باشند می توان با استفاده از رابطه ی (۱-۱۱) جریان حالت دائم را محاسبه کرد:

$$i = \frac{p_r e \tau}{T_i} \quad (1-11)$$

که در آن T_i زمان انتقال متوسط حاملها به اتصالاتی اهمی است. بدیهی است که جریان فتوالکتریکی با شدت نور متناسب است و شدت نور بیشتر دلیل بر بیشتر بودن تعداد فوتونهاست. از طرف دیگر، از آنجایی که فوتونها به طور مساوی در صادر کردن الکترون مؤثرند و جریان از اجتماع بارهای متحرک تشکیل شده است، پس تعداد الکترونها صادر شده در ثانیه یعنی جریان، با تعداد فوتونها و یا با

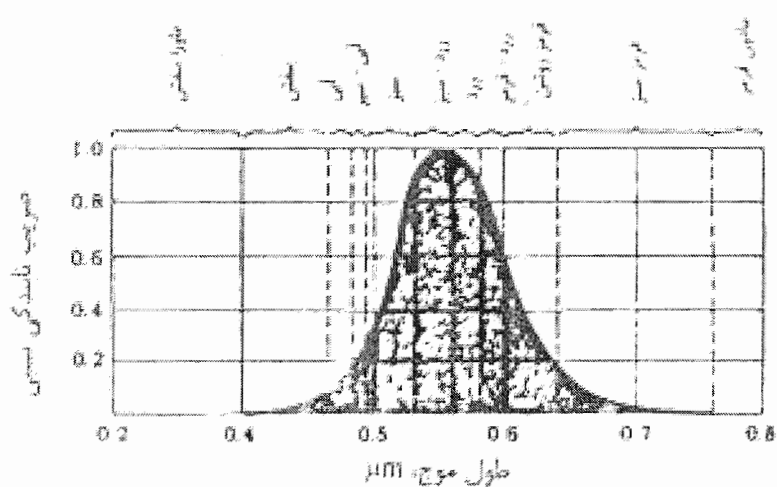
بیان دقیق تر با شدت نور متناسب است که اگر تابۀ ی نوری تک رنگ نباشد انرژی فوتونهای موجود در آن یکسان نخواهد بود و به بسامد بستگی خواهد داشت.

۱ - ۵ برخی اصطلاحات مربوط به تابش

به طوری که گفته شد یک تابۀ ی نوری که بر یک سطح می تابد از تعدادی فوتونهای تشکیل شده است. می توان با دانستن تعداد فوتونهایی که در هر ثانیه بر سطحی برخورد می کنند و انرژی هر فوتون بر حسب ژول شار تابشی را محاسبه کرد. بنا به تعریف، تعداد ژول بر ثانیه یا توان تابۀ (توان تابشی) بر حسب وات را شار تابشی می نامند. توانی را که هر سانتی متر مربع از یک سطح بر حسب میلی وات دریافت می دارد، چگالی توان تابشی آن سطح نامیده می شود. مفهوم شدت روشنایی^۱ بر اساس توان چشم انسان برای دیدن طول موجهای مختلف تعریف می شود. شکل (۱-۳) منحنی تغییرات پاسخ طیفی نسبی چشم تماشاگر استاندارد را بر حسب طول موج نشان می دهد، این منحنی را منحنی تابندگی^۲ استاندارد می نامند. این منحنی نمایش می دهد که چشم انسان معمولی به نوری که طول موج آن بین ۰/۳۸ و ۰/۷۶ میکرون قرار دارد پاسخ می دهد و پاسخ بیشینه در طول موج ۰/۵۵ میکرون اتفاق می افتد. چگالی توان تابشی که نسبت به منحنی تابندگی استاندارد سنجیده می شود، شدت روشنایی نام دارد.

واحد شار نوری، لومن نامیده می شود. لومن را طوری تعریف می کنند که یک وات نور در $\lambda = 0.55 \mu$ معادل با ۶۸۰ لومن باشد. برای نور آبی تا زرد یک لومن برابر ۱.۶mv است. از منحنی تابندگی استاندارد ملاحظه می شود که یک وات نور در ۰/۶۱ میکرون معادل با ۳۴۰ لومن است. کل شار نوری 4π لومن را یک شمع قدرت می نامند. لومن بر فوت مربع، فوت - شمع (به اختصار ft. - ca.) نامیده می شود [2].

1-Illumination
2-Standard luminosity curve



شکل ۱-۳ منحنی تغییرات پاسخ طیفی نسبی چشم استاندارد بر حسب طول موج

۱-۶ کاربرد

از کاربردهای نوررسانا می‌توان به مدارهای قطع و وصل اشاره کرد، در این حالت نور رسانا همراه با یک رله به کار برده می‌شود به طوری که وقتی شدت نور از حد معینی که قبلاً به آن تنظیم شده است بالاتر یا پایین تر برود مدار معینی بایاس یا بدون بایاس می‌شود. اکثر کاربردهای چشم الکترونیکی بر اساس نوررسانا کار می‌کنند که می‌توان به مثالهای زیر اکتفا کرد: شمردن یا جور کردن اشیاء در ورودی تسمه، باز شدن در به طور خودکار هنگام نزدیک شدن به آن، سیستمهای خبر دهنده‌ی آتش سوزی و دستگاه‌های ایمنی برای حفظ زندگی انسان.

فصل دوم

برهم کنش نور و ماده

دو گروه اصلی از نیمرساناها که دارای گاف انرژی مستقیم یا غیر مستقیم اند از یکدیگر قابل تشخیص هستند. اگر کمینه‌ی نوار رسانش در همان نقطه‌ای در فضای k ظاهر می‌شود که بیشینه‌ی نوار ظرفیت ظاهر می‌شود [3]، در این صورت نیمرسانا یک نیمرسانای با گاف انرژی مستقیم نامیده می‌شود. برای مثال InSb ، CdS ، GaAs و تعداد بسیار زیادی از مواد از این نوع‌اند، از طرف دیگر وقتی کمینه‌ی نوار انرژی رسانش در محل دیگری غیر از بیشینه‌ی نوار ظرفیت در فضای k اتفاق می‌افتد، یک نیمرسانا با گاف انرژی غیر مستقیم خواهیم داشت. مهمترین مثال از این نوع نیمرساناها، نیمرساناهای تک اتمی Si و Ge هستند. جذب و تابش فوتونها باید همراه با بقای اندازه‌ی حرکت و بقای انرژی باشد.

$$\varepsilon_i + \hbar\omega = \varepsilon_f \quad \text{بقای انرژی} \quad (1-2)$$

در حالت مستقیم:

$$\hbar k_i + \hbar q = \hbar k_f \quad \text{بقای اندازه‌ی حرکت} \quad (2-2)$$

که در آن ε_i و ε_f انرژیهای اولیه و نهایی الکترون، k_i و k_f بردار موجهای اولیه و نهایی الکترون و $\hbar\omega$ و q انرژی و بردار موج فوتون هستند.

چون q در مقایسه با عدد موجی الکترون در منطقه‌ی بریلوئن کوچک است، اغلب اندازه‌ی حرکت فوتون $\hbar q$ در مقایسه با اندازه‌ی حرکت الکترون $\hbar k_i$ نادیده گرفته می‌شود، در این حالت، قوانین بقا به صورت زیر در خواهد آمد:

$$\hbar\omega = \varepsilon_f - \varepsilon_i \geq E_g, \quad k_f \approx k_i \quad (3-2)$$

یعنی یک نیمرسانا در مقابل نور می‌تواند شفاف باشد، اگر انرژی فوتون از گاف انرژی نیمرسانا کمتر باشد. شرط $k_f \approx k_i$ به این معناست که اگر فقط فوتونهای در گذار شرکت کنند تنها گذارهای عمودی بین نوار ظرفیت و نوار رسانش مجاز هستند. در فرآیند جذب فوتون، حالت اولیه‌ی الکترون در نوار ظرفیت، و حالت نهایی آن در نوار رسانش قرار دارد. اگر حالت انرژی صفر الکترون را در بالای نوار

ظرفیت انتخاب کنیم انرژیهای نوار رسانش ε_c و نوار ظرفیت ε_v را برای نوارهای سهمی وار می توان به صورت زیر نوشت:

$$\varepsilon_c = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}, \quad \varepsilon_v = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (4-2)$$

که در آن k و $\hbar$ و m_e به ترتیب بردار موج، ثابت پلانک کاهش یافته و جرم مؤثر الکترون هستند. تقریب سهمی برای نوارهای انرژی معمولاً به عنوان تقریب جرم مؤثر نیز خوانده می شود. بقای انرژی برای گذار مستقیم برابر است با:

$$\hbar\omega = \varepsilon_i - \varepsilon_v = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_\gamma}, \quad \frac{1}{m_\gamma} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \quad (5-2)$$

که در آن m_h و m_e و m_γ به ترتیب جرم مؤثر حفره، جرم مؤثر الکترون و جرم میانگین الکترون-حفره هستند. اگر فقط فوتونها در گذار شرکت داشته باشند اختلاف اندازه‌ی حرکت بین کمینه‌ی نوار رسانش و بیشینه‌ی نوار ظرفیت از اینکه بقای اندازه‌ی حرکت و انرژی به طور همزمان صادق باشند، جلوگیری می کند. به طور کلی گاف انرژی غیر مستقیم به یک فوتون القایی (فوتون) برای کامل کردن گذار نیاز دارد.

در حالت غیر مستقیم:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_i + \hbar\omega \pm \hbar\Omega, \quad k_f = k_i \pm k \quad (6-2)$$

فوتون اضافی اندازه‌ی حرکت مورد نیاز $\hbar k$ را برای اینکه گذار بین فرینه‌های نوار انرژی صورت گیرد فراهم می آورد.

$$\varepsilon_f = \varepsilon_i + \hbar\omega \pm \hbar\Omega, \quad k_f = k_i \pm k \quad (7-2)$$

قابل ذکر است که در نیمرساناهای با گاف انرژی غیر مستقیم نیز گذارهای مستقیم با انرژیهای فوتونی بیشتر از گذارهای غیر مستقیم امکان پذیر است. ضریب جذب مربوط به لبه‌ی جذب مربوط به

به جای p از عملکرد $\frac{h}{i} \nabla$ استفاده می کنیم و همچنین :

$$[x, p_x] = xp_x - p_x x = i\hbar \quad (۱۳-۲)$$

$$[f(r), p] = f(r)p - pf(r) = i\hbar \nabla f(r)$$

اگر $f(r) = A$ خواهیم داشت:

$$A.p - p.A = i\hbar \nabla A \rightarrow p.A = A.p - i\hbar \nabla A \quad (۱۴-۲)$$

و

$$H = \frac{p^2}{2m_0} - \frac{e}{m_0 c} A.p + \frac{i\hbar}{2m_0 c} \nabla.A + \frac{e^2}{2m_0 c^2} A^2 + W(r) + e\phi \quad (۱۵-۲)$$

بنابراین، با استفاده از پیمانه‌ی کولنی و در غیاب هر گونه بار آزاد خارجی یا جریان، $\phi = 0$ قرار

می دهیم:

$$H = \frac{p^2}{2m_0} - \frac{e}{m_0 c} A.p + \frac{e^2}{2m_0 c^2} A^2 + W(r) \quad (۱۶-۲)$$

چون A^2 شدت نور را تعیین می کند و بنا به فرض مان شدت ضعیف است از جمله‌ی آخر صرف نظر

می شود و چون این جمله عملگر اندازه‌ی حرکت الکترون p را در بر نمی گیرد پس هر حالت الکترون در

پایین ترین مرتبه را تغییر نمی دهد و سهمی در جذب خطی نور نخواهد داشت، در این صورت داریم:

(۱۷-۲)

$$H = \frac{p^2}{2m_0} - \frac{e}{m_0 c} A.p + W(r) \quad , \quad H = H_0 + H_{int}$$

$$H_0 = \frac{p^2}{2m_0} + W(r) \quad , \quad H_{int} = \frac{-e}{m_0 c} A.p$$

۲-۲ گذارهای غیر مستقیم

اختلاف اندازه‌ی حرکت بین کمینه‌ی نوار رسانش و بیشینه‌ی نوار ظرفیت در نیمرساناهای با گاف انرژی غیر مستقیم برای ایجاد بقای اندازه‌ی حرکت در یک فرآیند جذب نوری که در آن فقط فوتون شرکت دارد، خیلی بزرگ است. برای اینکه گذار بین نوری صورت گیرد، جذب و یا گسیل یک فونون اضافی لازم است.

به دلیل دخالت همزمان یک فوتون و یک فونون، گذار از درجه‌ی دوم خواهد بود و باید نظریه‌ی اختلال درجه ۲ برای محاسبات احتمال گذار به کار برده شود و باید انتگرالگیری را روی آن حالتی از نوارهای ظرفیت و رسانش انجام دهیم که در فرآیند گذار شرکت دارند چون بر خلاف گذارهای مستقیم اندازه‌ی حرکت در حالت اولیه و نهایی یکسان نیست.

$$\varepsilon_c = E_g^{\text{ind}} + \varepsilon, \quad \varepsilon_v = -\varepsilon \quad (18-2)$$

$$\varepsilon_v + \hbar\omega \pm \hbar\Omega = \varepsilon_c \quad \varepsilon = \hbar\omega - E_g - \varepsilon' \pm \hbar\Omega \quad (19-2)$$

برای یک ε' ثابت، تعداد حالتها در فاصله‌ی کوچک $d\varepsilon$ از چگالی حالتی نوار رسانش به صورت زیر به دست می‌آید:

$$g_c(\varepsilon) = a_c \varepsilon^{1/2} = a_c \left(\hbar\omega - E_g^{\text{ind}} - \varepsilon' \pm \hbar\Omega \right)^{1/2} \quad (20-2)$$

که در آن a_c و $g_c(\varepsilon)$ به ترتیب ضریب ثابت و چگالی حالتها هستند. بنابراین، وابستگی فرکانسی ضریب جذب نزدیک گاف انرژی، که از چگالی حالتها تبعیت می‌کند برابر است با:

$$a = A \left(\hbar\omega - E_g^{\text{ind}} \pm \hbar\Omega \right)^2 \theta \left(\hbar\omega - E_g^{\text{ind}} \pm \hbar\Omega \right) \quad (21-2)$$

ثابت A شامل عنصر ماتریسی گذار است که فرض می‌شود مستقل از k باشد. این ثابت وابسته به دماست. وابستگی ضریب جذب به دما را می‌توان به سادگی با به کار بردن استدلال ساده مکانیک کوانتومی محاسبه کرد.

جذب فونون موجب حذف یک فونون از سیستم می‌شود [4]، اگر حالت اولیه سیستم با $|n_k\rangle$ نشان داده شده باشد که شامل n_k فونون است، حالت نهایی دارای یک فونون کمتر است یعنی $|n_k - 1\rangle$. بنابراین، عملکرد گذار کل باید شامل یک عمگر حذف فونون a باشد:

$$\left| \langle n_k - 1 | a | n_k \rangle \right|^2 = \left| \langle n_k - 1 | \sqrt{n_k} | n_k - 1 \rangle \right|^2 = n_k \quad (22-2)$$

در حالت متعامد بودن حالتها داریم:

$$a | n_k \rangle = \sqrt{n_k} | n_k - 1 \rangle, \quad \langle n_k - 1 | n_k - 1 \rangle = 1 \quad (23-2)$$

n_k تعداد اشغال برای فونونها است که از آمار بوز-اینشتین تبعیت می‌کند:

$$n_k = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\Omega}{k_B T} - 1}} \Rightarrow a_a = A' \frac{\left(\hbar\omega - E_g^{\text{ind}} + \hbar\Omega \right)^2}{e^{\frac{\hbar\Omega}{k_B T} - 1}} \theta \left(\hbar\omega - E_g^{\text{ind}} + \hbar\Omega \right) \quad (24-2)$$

برای حالت گسیل از عمگر آفرینش a استفاده می‌شود:

$$\left| \langle n_k + 1 | a^+ | n_k \rangle \right|^2 = n_k + 1 = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\Omega}{k_B T} - 1}} + 1 = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}}} \Rightarrow a_e = A' \frac{\left(\hbar\omega - E_g^{\text{ind}} - \hbar\Omega \right)^2}{1 - e^{-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}}} \theta \left(\hbar\omega - E_g^{\text{ind}} - \hbar\Omega \right) \quad (25-2)$$

۳-۲ بستگی گاف انرژی به فشار و دما

وقتی فشار یا دما تغییر می کند فواصل بین اتمی ترازهای انرژی و E_g نیز تغییر می کند، داریم:

$$E_g = E_g^0 + \left(\frac{\partial E_g}{\partial p} \right)_T \Delta p + \left(\frac{\partial E_g}{\partial T} \right)_p \Delta T \quad (2-26)$$

تغییرات گاف انرژی E_g با دما در حدود 0.1 meV/K و تغییرات آن با فشار در حدود

$10^{-9} \text{ meV/dyne cm}^2$ است. معمولاً وقتی که دما افزایش می یابد، گاف انرژی کوچک می شود [15].

۴-۲ برهم کنش کولنی بین الکترونها و حفره ها

این برهم کنش در نزدیکی لبه ی جذب باعث تغییرات قابل ملاحظه ای در خواص نوری ماده

می شود. تشکیل زوجهای الکترون-حفره مقید را اکسیتون^۱ می گویند (که مفصلاً بحث خواهد شد).

اکسیتونها مشابه اتمهای پوزیترونیم هستند که در آنها یک الکترون توسط برهم کنش کولنی به یک

پوزیترون پیوند خورده است. در اکسیتونها الکترون به حفره پیوند خورده و شبه ذره ی حاصل از لحاظ

الکتریکی خنثی است. بنابراین اکسیتون مشابه ذره ای آزاد است که مشابه با اتم واقعی در فضای آزاد و

سراسر بلور حرکت می کند. اکسیتونها باعث وجود خطوط جذبی شدید نور در گستره ای پایین تر از گاف

انرژی در ناحیه ای که انتظار داریم شفاف باشد، هستند. برای ایجاد گذار اکسیتونی، فوتونی با انرژی کمتر

در مقایسه با گاف انرژی لازم است، زیرا مقداری از انرژی به خاطر پیوند الکترون-حفره ذخیره می شود.

فرآیند جذب یک فوتون متناظر است با ایجاد مستقیم یک اکسیتون درون بلور.

در اکسیتونهای وانیر، شعاع بوهر (فاصله میانگین بین الکترون و حفره) در مقایسه با طول سلول واحد

شبکه، بزرگ است. در اکسیتونهای فرانکل شعاع بوهر اکسیتون در حدود یا کوچکتر از طول یک سلول

واحد اتمی است. اکسیتونهای فرانکل در نیمرساناهای با گاف انرژی زیاد یا عایقها و اکسیتونهای وانیر در

¹-Exciton

اغلب نیمرساناهای ترکیبات VI-II، V-III و نیمرساناهای ستون IV وجود دارند. معادله وانیر به صورت زیر نوشته می شود:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m_r} \nabla_r^2 - \frac{e^2}{\epsilon_0 r} \right] \phi(r) = \epsilon_r \phi(r) \quad (27-2)$$

این معادله، معادله‌ی شرودینگر برای تابع پوش-اکسیونی است که حرکت نسبی زوج

الکترون-حفره را توصیف می کند. ویژه مقادیر انرژی به صورت زیر به دست می آیند:

$$\epsilon_r = \epsilon_{n,l,m} = -\frac{m_r e^4}{2\hbar^2 \epsilon_0} \left(\frac{1}{n^2} \right) = -E_B \left(\frac{1}{n^2} \right) \quad (28-2)$$

E_B انرژی ریدبرگ اکسیون است:

$$E_B = \frac{m_r e^4}{2\hbar^2 \epsilon_0} = \frac{e^2}{2a_B \epsilon_0} = \frac{\hbar^2}{2m_r a_B^2} \quad (29-2)$$

و a_B شعاع بوهر اکسیون است:

$$a_B = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{m_r e^2} \quad (30-2)$$

انرژی کل اکسیون برابر است با:

$$\epsilon_n = E_g + \epsilon_r + \epsilon_R = E_g - E_B \left(\frac{1}{n^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_c^2}{2M} \quad (31-2)$$

تابع موج اکسیون وانیر به صورت زیر به دست می آید:

$$\psi(r, R) = u_{co} u_{ro} \phi(r) e^{\frac{ik}{R}} \quad (32-2)$$

دو جمله‌ی اول شامل مدارهای اتمی است که نوارهای ظرفیت و رسانش را تشکیل می دهند. تقارن

این توابع شدت گذارهای نوری بین نواری را مشخص می کند. جمله‌ی سوم، $\phi(r)$ تابع پوش اکسیون

است که حرکت نسبی الکترون-حفره را در یک مقیاس بزرگ در میان چندین جایگاه اتمی توصیف

می‌کند. ضریب آخر، $e^{\frac{ik}{R}}$ تقارن انتقالی بلور را بیان می‌کند که به اکسیتون مشخصه‌ی موج روان را می‌دهد. برای یک اکسیتون $n=1$ ویژه تابع معادله‌ی وانیر توسط رابطه‌ی زیر بیان می‌شود:

$$\phi(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_B^2}} e^{-\frac{r}{a_n}} \quad (2-33)$$

اثرهای اکسیتونی در سال ۱۹۵۰ در طیف جذبی نیمرساناها دیده شده‌اند. این اثرها بر پایه نظریه‌ی جذب نوری به وسیله‌ی اکسیتونهای وانیر که توسط الیوت در سال ۱۹۵۷ ارائه شده است توصیف شده‌اند. اکسیتونی که به وسیله‌ی جذب یک فوتون ایجاد می‌شود باید انرژی فوتون را دارا باشد، به این صورت:

$$\varepsilon_n(k_c) = \hbar\omega \quad (2-34)$$

و اندازه حرکت مرکز جرم اکسیتون باید برابر اندازه‌ی حرکت فوتون جذب شده باشد، همچنین:

$$\hbar k_c = \hbar q \quad (2-35)$$

۲-۵ جذب اکسیتون در نیمرساناهای با گاف انرژی غیر مستقیم (Ge)

گذار به یک اکسیتون می‌تواند توسط همیاری یک فونون نیز انجام شود که تکانه $\hbar k$ را فراهم می‌کند. جذب و تابش فونون به ترتیب با n_k و $n_k + 1$ فاصله متناسب هستند که در آن شماره اشغال فونون است، داریم:

$$n_k = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\Omega}{k_B T}} - 1}, \quad \frac{n_k + 1}{n_k} = \text{EXP}\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) \quad (2-36)$$

که نتیجه آن غالب بودن فرآیند گسیل در دمای پایین است. جذب اکسیتونی با کمک فونون به

جای خط تیز متشکل از پله‌های پهن به ازای هر سری اکسیتون خواهد بود:

$$\hbar\omega \pm \hbar\Omega = \varepsilon_n \quad (2-37)$$

$$\hbar q \pm \hbar k = \hbar k_c \quad (2-38)$$

فونونها دارای یک طیف پیوسته از بردار موجهایی که حول اولین منطقه‌ی بریلوئن قرار دارند هستند. پس هر حالت اکسیتون با بردار موج k_c قابل دسترس به وسیله‌ی همیاری فونون با بردار موج $k \cong k_c$ خواهد بود. برای مثال فرآیند جذب غیر مستقیم اکسیتون به وسیله‌ی گسیل یک فونون نوری دارای آستانه‌ی جذبی به اندازه‌ی زیر خواهد بود:

$$\hbar\omega = E_g - E_B + \hbar\Omega \quad (39-2)$$

ضریب جذب با انرژی فوتون افزایش پیدا می‌کند که بیان کننده‌ی افزایش چگالی حالت‌های نهایی اکسیتونی تا کسب شرایط مناسب زیر است:

$$\hbar\omega = E_g - \frac{E_B}{4} + \hbar\omega \quad (40-2)$$

۲-۶ اکسیتونها

اکنون سیستم N الکترونی از حالت پایه به یک حالت برانگیخته را بررسی می‌کنیم. برای تشریح خصوصیات نوری سیستم الکترونی نیاز به تشریح حالت برانگیخته مسئله‌ی N ذره‌ای داریم. کوانتای این برانگیختگی‌ها را اکسیتون می‌نامیم. حالت پایه‌ی یک سیستم الکترونی نیم‌رسانای کامل شامل نوار ظرفیت پر شده و نوار رسانش خالی است. این حالت را می‌توان در انرژی صفر یا حالت خلاء تعریف کرد. در ضمن دارای اندازه‌ی حرکت کل $k=0$ ، اندازه‌ی حرکت زاویه‌ای $L=0$ و اسپین $S=0$ است.

۲-۷ اکسیتونهای وانیر-فرانکل

استفاده از تقریب جرم مؤثر پیشنهاد می‌کند که برخورد کولنی بین الکترون‌ها و حفره به مسأله‌ی شبیه هیدروژن به پتانسیل کولنی $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(r_c-r_n)}$ هدایت می‌کند. برای نوارهای سهموی ونیم‌رسانا گاف مستقیم پراکندگی اکسیتونها می‌تواند حرکت الکترون حفره و حرکت مرکز جرم را جدا کند.

$$E_{ex}(n_B, k) = E_g - R_y \frac{1}{n_B} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (41-2)$$

با اعداد کوانتومی

$$n_B = 1, 2, 3, \dots$$

انرژی بستگی اکسیتون

$$R_y^* = 13.6 \text{ eV} \frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon_0^2}$$

$$k = k_e + k_h, \quad M = m_e + M_h$$

شعاع اکسیتون معادل با شعاع بوهر اتم H است که با μ, ϵ تصحیح شده باشد.

$$1 \text{ meV} \leq R_y^* \leq 200 \text{ meV} \leq E_g, \quad 50 \text{ nm} \geq a_B \geq 1 \text{ nm} > a_{\text{Lattice}} \quad (42-2)$$

بدین معنی است که انرژی اکسیتونیک ریدبرگ R_y^* معمولاً خیلی کوچکتر از گاف انرژی و

شعاع بوهر بزرگتر از ثابت شبکه است. یعنی شعاعهای الکترون حفره در اطراف مرکز جرم بیش از یک

سلول واحد است و این تقریب جرم مؤثر در روش خود شاملی^۱ را تصدیق می کند. این اکسیتونها را

اکسیتونهای وانیر می نامند.

اکسیتونهای فرانکل را نمی توان از روش تقریب تشریح کرد. این اکسیتونها به صورت تابع موج

جفت الکترون حفره در عایقهای نظیر NaCl یا کریستالهای معدنی یافت می شوند.

۲-۸ پلاسمونها و جفت اکسیتونها

اگر یک نیمرسانا با چگالی بالای الکترونها یا حفره های آزاد تولید کنیم، در یک سیستم

الکترونیکی به نظر می رسند. فرض کنیم یک نیمرسانا با تعداد زیادی الکترون $(10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3})$

موجود است. گاز الکترونهای آزاد را در سه بعد فرض می کنیم. فاصله ی گاز الکترونی با چگالی n در

محدوده Δx چگالی بار سطحی p_s و یک میدان الکتریکی را تولید می کند، داریم:

$$p_s = ne\Delta x \quad (43-2)$$

$$E_x = \frac{ne\Delta x}{\epsilon\epsilon_0} \quad (44-2)$$

این میدان الکتریکی بر روی الکترونها طبق رابطه‌ی زیر اثر می‌کند:

$$eE_x = \frac{e^2 n \Delta x}{\epsilon \epsilon_0} = m_e \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta x) \quad (۴۵-۲)$$

پاسخ معادله‌ی بالا یک نوسانگر هارمونیک با فرکانس ω_{pl}^0 است:

$$\omega_{pl}^0 = \left(\frac{e^2 n}{m_e \epsilon \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} = \omega_l, \quad \omega_T = 0 \quad (۴۶-۲)$$

ϵ_0 ، ثابت دی الکتریک است، و $\omega_{pl}^0 \ll \omega_l$ نوساناتی که توسط معادلات بالا شناخته می‌شوند، نوسانات پلاسما هستند. کوانتای آنها که از آمار بوز تبعیت می‌کند پلاسمون نامیده می‌شوند. در گازها، شامل گاز الکترونی که در اینجا فرض شده است، فقط نوسانات طولی می‌تواند منتشر شوند، چون گازها فشردگی ندارند.

نتیجتاً مقدار ω_{pl}^0 در معادله بالا فرکانس ویژه‌ی طولی را به دست می‌دهد. اگر به سمت طول موج کوتاهتر برویم یک پراکندگی سهموی ضعیف برای پلاسمونها به دست می‌آوریم:

$$\omega_{pl}(k) = \omega_{pl}^0 (1 + ak^2 + \dots) \quad (۴۷-۲)$$

برای چگالیهای محرز شده در بالا، $\hbar \omega_{pl}^0$ در محدوده ۱۰-۱۰۰ meV برای نیمرساناهای نوعی یعنی در محدوده‌ی انرژی مادون قرمز IR قرار دارد.

برای بردارهای موج k بزرگتر، حالت‌های پلاسمون قویاً نوسان می‌کنند. زیرا در یک برانگیختگی بین باندهای ممتد می‌افتند. نسبت پراکندگی نوارهای رسانای پر شده به انرژی فرضی E_F توسط گاز الکتریکی تبهگن $T = 0^\circ K$ می‌باشد. می‌توان برانگیختگیهایی در این سطح فرمی الکترونی با ترک یک الکترون از سطحی زیر E_F به سطحی بالاتر تولید کرد. محدوده‌ی انرژی‌های برانگیختگی از صفر تا مقادیر داده شده توسط پهنای نوار، یعنی چندین eV است. انرژیهای برانگیختگی اگر فضای k حداقل دو بعدی باشد، می‌تواند برای تمامی بردار موجهای بین صفر تا k_F ساخته شود. برای سیستمهای دو بعدی و یک بعدی،

میدان الکتریکی E ثابت نیست اما برای طول موجهای بلند بر حسب λ^{-1} یا λ^{-2} کاهش می‌یابد. در نتیجه، پراکندگی پلاسمونها برای $T = {}^\circ K$ از انرژی صفر شروع می‌شود.

جهت تکمیل کردن این بحث به جای تشدید پلاسمون، خصوصیات نوری حاملهای آزاد را تشریح می‌کنیم. در این حالت رسانندگی الکتریکی σ را معرفی می‌کنیم، داریم $j = \sigma E$.

با زمان عمر τ برای σ داریم:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2\tau^2} + \frac{\sigma_0\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad \text{که} \quad \sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m_e h} \quad (48-2)$$

یا یک تابع الکتریک برای الکترونهای آزاد:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 + i\omega/\tau} \quad (49-2)$$

برای میدان الکتریکی داده شده $E = E_0 e^{i\omega t}$ از رابطه‌ی ماکسولی $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \vec{D}$ داریم:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = [\sigma + i\omega\varepsilon(\omega)\varepsilon_0] \vec{E} = \varepsilon_{total}(\omega) \vec{E}. \quad (50-2)$$

خصوصیات نوری از این مفاهیم همان گونه که مفهوم پلاسمون با استفاده از تشدید پلاسمایی تعیین

شده استنتاج می‌شود.

۹-۲ پلاسمای الکترون - حفره

فرض می‌کنیم یک اکسیتون در دریای حاملهای آزاد(الکترون و حفره) با چگالی n_p وجود دارد.

حاملهای آزاد، پتانسیل کولنی اکسیتون را به پتانسیل یوکاوا تبدیل می‌کنند:

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \frac{e^2}{|r_e - r_h|} \Rightarrow \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{np}} \exp\left\{-\frac{|r_e - r_h|}{l}\right\} \cdot \frac{1}{|r_e - r_h|} \quad (51-2)$$

که در آن ε_{np} ، l ، r_h ، r_e به ترتیب شعاع الکترون، فاصله‌ی مرکز بین الکترون و حفره، ثابت دی

الکتریک هستند. شعاع بوهر اکسیتونی a_B و l_c طبق رابطه‌ی زیر با هم مربوط می‌شوند:

$$a_B l_c^{-1} = 1.19 \quad (52-2)$$

با فرض گاز الکترون-حفره که توسط آمار بولتزمن تشریح می‌شود. می‌توان طول دبی-هانکل،

l_{DH} و چگالی n_M را به دست آورد:

$$n_M = (1.19)^2 \frac{\epsilon \epsilon_0 k_B T}{e^2 a_B^2} = \frac{k_B T}{2 a_B^2 R_y^*} \quad l_{DH} = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon k_B T}{4 \pi e^2 n_P} \right)^{1/2} \quad (53-2)$$

همچنین داریم:

$$a_B R_y^* = \frac{\hbar^2 \epsilon \epsilon_0}{\mu e^2} \cdot \frac{e^2 \mu}{2 (\epsilon \epsilon_0)^2 \hbar^2} = \frac{e^2}{2 \epsilon \epsilon_0} \quad (54-2)$$

که در آن μ جرم تقلیل یافته الکترون وحفره است.

برای حالت پلاسمای الکترون-حفره تبهگن، طول توماس-فرمی l_{TF} و مقدار اختلال n_M به

صورت زیر است:

$$l_{TF}^{-2} = \frac{e^2}{\epsilon \epsilon_0} \sum_{i=c,h} \frac{\partial n_i}{\partial E_F} \quad (55-2)$$

۲-۱۰ پلاسمای الکترون-حفره در نیمرسانای غیر مستقیم (Ge)

اولین مشاهده‌ی یک پلاسمای الکترون-حفره در Si دیده شد. بسته به ساختار نوار غیر مستقیم،

بقای اندازه‌ی حرکت فوتون باید وجود داشته باشد. باز ترکیب اکسیتونهای آزاد و یک نوار پهن که انتشار

الکترون حفره است، بسته به طول عمر حاملها در نمونه‌های خالص، که در حدود μs تا ms است، فاز

جدایی می‌تواند توسعه یابد و حاملها می‌توانند به تعادل حرارتی با شبکه برسند به طوری که مقادیر خیلی

پایین T_p می‌تواند به T_L نزدیک شود. چگالی جفتهای الکترون حفره از نسبت تولید و نیمه عمر تخمین

زده شود. چون بقای اندازه‌ی حرکت فونون وارد بحث شده است، انتشار در انرژی مشخص $\hbar\omega$ به

سادگی با انتگرال گیری روی تمامی انتقالات با $\hbar\omega$ ، مستقل از بردار موج الکترون و حفره داده می شود. برای نشر خود به خودی از ساده ترین تقریب استفاده می شود:

$$I(\hbar\omega) = C \int_0^\infty \int_0^\infty (E_{\text{kin}}^e)^{\frac{1}{2}} (E_{\text{kin}}^h)^{\frac{1}{2}} f_e f_h \delta \left[\hbar\omega - (E_g^e + E_{\text{kin}}^e + E_{\text{kin}}^h - \hbar\Omega_{L\uparrow}) \right] dE_{\text{kin}}^e dE_{\text{kin}}^h \quad (56-2)$$

$$E_{\text{kin}}^{e,h} = \frac{\hbar^2 k_{e,h}^2}{2m_{e,h}}$$

تابع فرمی نیز به صورت زیر نوشته می شود:

$$f_{e,h} = \frac{1}{1 + \exp \left(\pm \frac{E_{\text{kin}}^{e,h} - E_F^{e,h}}{k_B T} \right)} \quad (57-2)$$

بعلاوه فرض شده است که احتمال انتقال در رابطه ی بالا مستقل از انرژی است و شامل C_1 است.

این رابطه برای نشر تحریکی مشابه است به جز اینکه ضرب $f_e f_h$ باید به $(1 - f_e - f_h)$ تبدیل شود. نشر تحریکی اهمیت چندانی در مواد با گاف غیر مستقیم ندارد چون احتمال انتقال خیلی کوچک است.

۲-۱۱ برهم کنش نور و ماده

اگر نور در محیطی به غیر از خلاء منتشر شود، شدت یا دامنه ی میدان آن با افزایش فاصله کاهش می یابد، حتی اگر یک پرتو موازی فرض کنیم و تمامی تفرقه ها را در نظر نگیریم. در واقع، هر دو فرض بالا فقط برای یک تقریب خوب و نه یک حالت دقیق می تواند اجرا شود. تضعیف معمولاً به صورت نمایی با افزایش فاصله ی d رابطه دارد، همچنین:

$$I = I_0 e^{-a(\omega)d} \quad (58-2)$$

اگر انرژی به یک ماده ی مناسب پمپ شود $a(\omega)$ ممکن است برای یک محدوده ی مشخص

فرکانس منفی باشد و در نتیجه نور تقویت می شود. این مواد را فعال می نامیم.

$$a_{\text{ex}}(\omega) = a_{\text{abs}}(\omega) + a_{\text{scat}}(\omega) \quad (۵۹-۲)$$

اگر ذرات پراکنده شده‌ی جذب را در حالت مرئی نشان ندهند و نوعاً اندازه‌ای به بزرگی طول موج نور λ داشته باشند، ماده سفید دیده می‌شود. مانند پودر ZnO و ... دلیل این است که پراکندگی نور در ارتباط با انعکاس و انکسار مستقل از طول موج است. اگر ذرات در برابر λ کوچک باشند، پراکندگی وابسته به طول موج خواهد بود. اغلب از قانون ω^4 پیروی می‌کنند:

$$\frac{I_{\text{scat}}}{I_{\text{inci}}} \propto \omega^4 \quad (۶۰-۲)$$

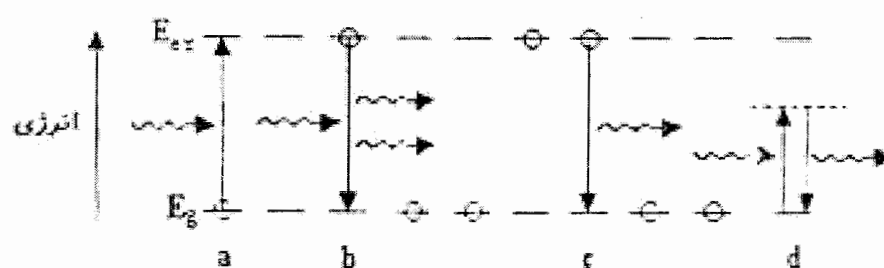
اگر پراکندگی یا جذب ذرات تقلیل یابد و با یکدیگر بر هم کنش نداشته باشند، نسبتی بین غلظت a, n_p یافته می‌شود:

$$a(\omega) = n_p a_s(\omega) \quad (۶۱-۲)$$

که در آن a_s ثابت خاموشی است. این رابطه به نام قانون بیر^۱ شناخته می‌شود.

۱۲-۲ جذب و نشر خود به خودی، نشر برانگیخته

برای سادگی فرض می‌کنیم دو سطح اتم داریم. هر اتم یک الکترون دارد که می‌تواند در حالت زمینه یا برانگیخته باشد شکل (۱-۱). در شکل (a) یک فوتون خروجی به اتم در حالت زمینه برخورد می‌کند. با یک احتمال مشخص فوتون نابود می‌شود و الکترون انرژی کافی برای رسیدن به حالت برانگیخته را به دست می‌آورد.



شکل ۱-۲ دیاگرام فوتونهای فرودی و گسیلی

به دلیل بقای انرژی، فوتون باید شرط زیر را برآورده کند:

$$h\omega = E_{\text{ex}} - E_g \quad (۶۲-۲)$$

که $E_{\text{ex}} - E_g$ اختلاف انرژی بین حالت زمینه و برانگیخته است. اگر انرژی فوتون تبدیل به شکل دیگری از انرژی شود و الکترون برخی پردازشهای پراکندگی را طی کند، همدوسی خود با نور فرودی را از بین می‌برد و سرانجام به حالت زمینه بر می‌گردد و انرژی‌اش را به شکل فوتون یا گرما یا فوتونی که با یک نور فرودی همدوس است از دست می‌دهد.

اگر فوتون فرودی با اتمی که الکترونش در حالت برانگیخته است برخورد کند می‌تواند با یک احتمال مشخص انتقال الکترون از حالت برانگیخته به زمینه را القا کند. در این پردازش فوتون دوم ساخته می‌شود که در اندازه‌ی حرکت، انرژی، قطبیدگی و فاز با فوتون فرودی یکسان است. این پردازش القاییدگی یا نشر خود به خودی نامیده می‌شود. شکل (c) اولین مکانیزم انتشار خود به خودی است. دومین احتمال به عنوان بازترکیب تشعشعی است. فوتونها شبیه به نوسانگرهای هارمونیک هستند و دارای انرژی نقطه‌ی صفرند. این انرژی برای تمام حالات فوتون وجود دارد و نمی‌تواند جذب شود زیرا یک نوسانگر هارمونیک هیچ حالتی زیر انرژی نقطه‌ی صفر ندارد، اما می‌تواند به انتقال در روش نشان داده شده در شکل (b) القا شود. بنابراین می‌توان انتشار خود به خودی را به عنوان یک پردازش القایی توسط ارتعاشات نقطه صفر میدان الکترومغناطیسی، که خلاء بالا و پایین نامیده می‌شود، فرض کرد.

آخرین پردازشی که در اینجا ارائه می‌شود برانگیختگی مجازی است. برانگیختگی مجازی به معنی خلق یک حالت با تابع موج یکسان به عنوان حالت برانگیخته، اما با انرژی که از ویژه مقدار انرژی این حالت برانگیخته متفاوت است می‌باشد.

این پردازش از اصل عدم قطعیت مکانیک کوانتومی که می‌تواند در فضای اندازه‌ی حرکت و مکان

به صورت زیر نوشته شود به دست می‌آید:

$$\Delta x_i \Delta p_i \geq h \quad \text{برای} \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (۶۳-۲)$$

یک رابطه‌ی شبیه برای انرژی و زمان وجود دارد:

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar \quad (۶۴-۲)$$

یعنی این امکان برای تخلف از بقای انرژی به اندازه‌ی Δt با زمان حداکثر Δt که شرایط بالا را

برآورده سازد، امکان پذیر است. با به عبارت دیگر بخواهیم انرژی با درصد مشخص ΔE تعریف کنیم

باید حالتی حداقل برای زمان Δt وجود داشته باشد. این قانون برای تئوری موج کلاسیک معتبر است و از

روابط فوریه بسیار شناخته شده است. یک نوسان هارمونیک با فرکانس مرکزی ω ، که فقط برای زمان

Δt است با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$\Delta \omega \Delta t \geq 1 \quad (۶۵-۲)$$

ارتباط بین این دو رابطه از فرمول $E = \hbar \omega$ ناشی می‌شود. اکنون اگر فوتون با انرژی $\hbar \omega'$ به اتم

فرستاده شود، می‌توانیم الکترون را برای بیشینه‌ی مدت زمان Δt برانگیخته کنیم:

$$\Delta t \approx \hbar \left[(E_{\text{ex}} - E_g) - \hbar \omega' \right]^{-1} \quad (۶۶-۲)$$

پس از اینکه زمان Δt سپری شد، حالت برانگیخته باید متلاشی شود. ساده‌ترین روش برای متلاشی

شدن، انتشار یک فوتون یکسان با دیگری که باعث برانگیختگی مجازی شده است می‌باشد. فوتون جدید

دارای تأخیر فاز با فوتون فروردی است. چون انرژی برای زمان Δt بیشینه در اتم ذخیره شده است. در

نتیجه، یک موج الکترومغناطیسی با سرعت فازی پایین در اتم در میان خلاء منتشر می‌شود. اگر حالت

برانگیخته‌ی مجازی یک فوتون $\hbar \omega'$ در امتداد متفاوت از فوتون فرودی منتشر کند، با یک پردازش

پراکندگی سروکار داریم. اگر $\hbar\omega$ به انرژی تشدید نزدیک شود، این پردازش پراکندگی به عنوان تشدید فلورسانسی شناخته می شود.

اگر حالت برانگیخته‌ی مجازی تحت انتشار خود به خودی، یک فوتون در ساخت یا نابود سازی یک فوتون از بین برود، در بقای انرژی برای فوتون منتشر شده $\hbar\omega_R$ اعمال می شود.

این پدیده، پراکندگی رامان^۱ برای فونونهای نوری، و پراکندگی بریلوئن^۲ برای فونونهای آکوستیک نامیده می شود. علامت $\bullet - \bullet$ انتشار استوک و علامت $\bullet + \bullet$ انتشار غیر استوک را نشان می دهند:

$$\hbar\omega_R = \hbar\omega' \pm \hbar\Omega_{\text{phonon}} \quad (۶۷-۲)$$

برانگیختگی مجازی در مکانیک کوانتومی مطابق با نوسانهای اجباری در مکانیک کلاسیک است. اگر نوسانگری با فرکانس ویژه ω داشته باشیم و آن را با فرکانس خارجی ω برانگیخته کنیم، با فرکانس ω پس از یک نوسان زودگذر به فرکانس ω نوسان خواهد کرد. دامنه‌ی این نوسانهای پایدار با کاهش $|\omega - \omega_0|$ وابسته به خصوصیات نوسانگر افزایش می یابد. این افزایش دامنه‌ی نوسانگرهای کلاسیکی مطابق با افزایش Δt در تصویر برانگیختگی مجازی است.

۲-۱۳ رفتار آشفته‌گی برخورد خطی نور با ماده

در این قسمت هامیلتونین ساخته شده از جمله‌ی آشفته‌گی سیستم را ارائه می دهیم و سپس چگونگی انتقالات بین حالات ویژه را بررسی می کنیم، آنگاه این دو را با هم ادغام کرده و مفهوم تشریح نظری جذب و نشر یا انتقال خود به خودی را به دست می آوریم. هامیلتونین کل سیستم شامل حالات الکترونی در اتمهای دو ترازی است، میدان تشعشع و تقابل این دو سیستم به دو صورت زیر نوشته می شود:

$$H = H_{\text{el}} + H_{\text{rad}} + H_{\text{interac}} \quad (۶۸-۲)$$

1-Raman
2-Brilouan

پاسخ دقیق هامیلتونی کل، مفاهیم قطبیدگی در میدان اپتیک خطی را بیان می کند و در میان تغییرات حالات الکترونیکی ارائه شده از اپتیک غیر خطی تشریح می شود. فرض می کنیم که حالات ویژه ی φ_n و انرژی ویژه ی H_{el}, E_n در حضور میدان الکترومغناطیسی تغییر نمی کند. تقریبی که از آن استفاده می کنیم، رفتار تشعشی نیمه کلاسیکی است:

$$p \rightarrow p - eA \quad (69-2)$$

که A بردار پتانسیل است. اگر p را با عملگرش جایگزین کنیم خواهیم داشت:

$$p = \hbar \nabla \quad (70-2)$$

هامیلتونین ذره منفرد برابر است با :

$$H = \frac{1}{2m} \left(\hbar \nabla - eA \right)^2 + V(r) \quad (71-2)$$

از رابطه ی بالا بدست می آوریم:

$$H = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) - \frac{e}{m} A \hbar \nabla + e^2 A^2 / 2m$$

$$H = H_{el} - \frac{e}{m} A \hbar \nabla + e^2 A^2 / 2m \quad (72-2)$$

$$H = H_{el} + H^{(1)} + H^{(2)}$$

در رابطه ی بالا دو پارامتر اختلال $H^{(1)}, H^{(2)}$ وجود دارد. اگر فرض کنیم که A و در نتیجه شدت

نور کوچک هستند، و در اپتیک خطی آنها طبق تعریف کوچک می شوند، پس $H^{(1)}$ جمله ی اختلال از

مرتبه ی اول و $H^{(2)}$ جمله ی اختلال از مرتبه ی دوم هستند. در نتیجه، $H^{(1)}$ باید از تئوری اختلال مرتبه ی

اول محاسبه شود. در تقریب مرتبه ی دوم از $H^{(1)}$ در تئوری اختلال مرتبه ی دوم استفاده می کنیم و $H^{(2)}$

در تئوری اختلال مرتبه ی اول و

در قانون طلایی فرمی برای میزان انتقال ω_{ji} از حالت اولیه i به حالت دیگر j از معادله‌ی

شرویدینگر مستقل از زمان استفاده می‌شود:

$$H\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (۷۳-۲)$$

با استفاده از شرایط مرزی وقتی $H = H_0$ است، داریم:

$$\psi_n(r, t) = \varphi_n(r) e^{-iE_n t / \hbar} \quad (۷۴-۲)$$

که در حضور اختلال $H^{(1)}$ به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$\psi_n(r, t) = \sum_n a_n(t) \varphi_n(r) e^{-iE_n t / \hbar} \quad (۷۵-۲)$$

فرض می‌کنیم در $t = 0$ اختلال وجود دارد. قبل از آن در حالت i

$$\begin{cases} a_i(t)=1 \\ a_{nz}(t)=0 \end{cases} \quad \text{برای} \quad t \leq 0 \quad (۷۶-۲)$$

برای $a_{nz}(t), t > 0$ شروع به رشد می‌کند و تحت این شرایط میزان انتقال ω_{ij} از قانون طلایی فرمی

$$\omega_{ji} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| H_{ij}^{(1)} \right|^2 D(E) \quad (۷۷-۲)$$

که در آن $D(E)$ چگالی حالت نهایی اصلاح شده توسط بقای اندازه‌ی حرکت است.

$H_{ij}^{(1)}$ عناصر ماتریس انتقال است.

$$H_{ji}^{(1)} = \int \psi_i^*(r) H^{(1)} \psi_j(r) d\tau$$

برای یک سیستم دو ترازوی غیر تبهگن، $D(E)$ برابر با یک بر اتم است. مربع عناصر ماتریس انتقال

$$\left| H_{ij} \right|^2 \text{ به عنوان احتمال انتقال شناخته می‌شود. برای سادگی در نوشتار فرض می‌کنیم که ثابت } \frac{2\pi}{\hbar} \text{ جزو}$$

$$\left| H_{ij} \right|^2 \text{ است.}$$

میزان انتقال ω_{ji} متناسب با احتمال انتقال ضربدر مربع دامنه‌ی اختلال $H^{(1)}$ است: $|A_0|^2 \propto I$

اگر جمله‌ی اختلال مرتبه‌ی اول معتبر باشد، پس طبق آنچه که در بالا برای توزیع مرتبه‌ی دوم

دیدیم:

$$\omega_{ij}^{(2)} = \frac{\gamma\pi}{\hbar} \left| \sum_{k \neq ij} \frac{H_{jk}^{(1)} H_{ki}^{(1)}}{E_i - E_k} + H_{ij}^{(2)} \right| D(E) \quad (78-2)$$

با بردار پتانسیل $A = A_0 \exp[i(kr - \omega t)]$

برای پردازش جذب، به دست می‌آوریم:

$$\omega_{g \rightarrow x} = \frac{\gamma\pi}{\hbar} \left| \frac{-e\hbar}{im} A_0 \int \varphi_{er}^*(r) e^{iE_{ex}t/\hbar} e_A^{i(kr - \omega t)} \nabla \varphi_g(r) e^{-iE_g t/\hbar} d\tau \right|^2 D(E_g + \hbar\omega) \quad (79-2)$$

$$\propto |A_0 \langle \varphi_{er} | H^{(1)} | \varphi_g \rangle|^2 D(E_g + \hbar\omega) =: A_0^2 |H_{eg}^{(1)}|^2 D(E_g + \hbar\omega)$$

که e_A بردار واحد در امتداد A است. یک میزان انتقال مهم فقط اگر توابع نمایی وابسته به زمان

معتبر باشند، رخ می‌دهد.

$$E_{ex} - E_g - \hbar\omega = 0 \quad (80-2)$$

این برخلاف قانون بقای انرژی است. اگر φ_i مشخصه‌ی صفحه موج را داشته باشد و با استفاده از

بردار موج k تشریح شود، یک آگومان مشابه در بقای k نتیجه می‌دهد

$$\hbar k_{ex} - \hbar k_g - \hbar k = 0 \quad (81-2)$$

این حالت مناسبی برای اتمهای دو ترازی که اینجا بحث شد نمی‌باشد ولی برای یک نیم رسانای

ایده‌آل صحیح است. دیدیم که میزان انتقال متناسب با A_0^2 است، و بنابراین با شدت نور $I = \langle S \rangle$ یا

چگالی فونونها $N_{ph}(\omega)$

$$\omega_{ij} \propto A_o^2 \left| H_{eg}^{(j)} \right|^2 \propto I \left| H_{eg}^{(j)} \right|^2 \propto N_{ph} \left| H_{eg}^{(j)} \right|^2 \quad (۸۲-۲)$$

می‌بینیم که احتمالات برای نشر و جذب القایی یک مشکل است و فقط با فاکتورهایی شامل تعداد اتمها در حالت بالا و پایین تفاوت دارد. نشر خود به خودی باید در حالتی که در بالا ذکر شد به عنوان نشر تحریکی در میدان صفر رفتار کند. ابتدا عملگر $H^{(j)}$ باید مطابق تقریب دو قطبی ساده شود. باید توجه کرد که شعاع یک اتم $r \approx 0.1 \text{ nm}$ است و فاصله‌ی بین اتمهای همسایه در یک جامد $a \approx 0.3 \text{ nm}$ در برابر طول موج مرئی $\lambda \approx 500 \text{ nm}$ کوچک است. بنابراین عملاً هیچ تغییر فازی در تشعشع الکترومغناطیسی روی یک اتم یا بین یک اتم و همسایه‌اش وجود ندارد. بنابراین می‌توان e^{ikr} را بسط داد:

$$e^{ikr} = 1 + \frac{ikr}{1!} + \frac{(ikr)^2}{2!} + \dots \approx 1 \quad (۸۳-۲)$$

این اولین قدم به سمت تقریب دو قطبی است، و به این معنی است که اندازه‌ی حرکت فوتون $\hbar k$

ناچیز است.

عنصر ماتریس $H_{ij}^{(j)}$ هنوز شامل اپراتور اندازه‌ی حرکت $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{i} \nabla$ است:

$$H_{ij}^{(j)} \propto \langle \varphi_j | \mathbf{p} | \varphi_i \rangle =: \langle p_{ij} \rangle \quad (۸۴-۲)$$

با روابط نیمه کلاسیکی داریم:

$$\frac{\hbar}{i} \nabla = \mathbf{p} = m \cdot \dot{\mathbf{r}} \quad (۸۵-۲)$$

فصل سوم

بررسی نتایج

۳-۱ اثر تابش نور بر نیم‌رسانا

چنانکه پیش از این اشاره شد، تابش نور بر یک نیمه هادی باعث می شود که حالت تعادل گرمایی بر هم بخورد و در چنین حالتی آمار فرمی - دیراک معتبر نیست. در یک نیمه هادی دارای ناخالصی و به ازای تابش نور با شدت کم می توان از افزایش چگالی حاملهای اکثریت صرفنظر کرد و آن را ثابت فرض نمود و تنها چگالی حاملهای اقلیت را در نظر گرفت. اما اگر شدت تابش نور زیاد باشد (مثلا در سلولهای خورشیدی که تحت نور متمرکز شده کار می کنند این حالت پیش می آید)، میزان تولید حاملها به اندازه ای زیاد است که نمی توان چگالی حاملهای اکثریت را ثابت فرض کرد. علاوه بر این در حالت کلی میزان جذب نور و تولید زوجهای الکترون - حفره در نیمرسانا غیر یکنواخت است زیرا نور هر چه بیشتر به داخل نیمه هادی نفوذ می کند از شدت آن کاسته می شود.

۳-۲ هدایت الکتریکی نوری

تابش نور بر یک نیمرسانا چنانکه ذکر شد باعث تولید زوجهای الکترون-حفره می شود و تا زمانی که ادامه داشته باشد چگالی حاملهای آزاد نسبت به حالت تعادل گرمایی زیادتر است. افزایش چگالی حاملهای آزاد باعث می شود که هدایت الکتریکی نیمرسانا افزایش یابد. میزان تغییر هدایت الکتریکی نیمرسانا نسبت به هدایت الکتریکی آن در تاریکی، هدایت الکتریکی نوری^۱ نامیده می شود.

اگر n و p به ترتیب چگالی الکترونها و حفره ها در نیمرسانای تحت تابش نور باشند می توان نشان داد

که هدایت الکتریکی نیمرسانا به صورت زیر است [2]:

$$\sigma = q(p\mu_p + n\mu_n) \quad (۳-۱)$$

1. Photoconductivity

که در آن μ_n قابلیت تحرک پذیری الکترون‌ها و μ_p قابلیت تحرک پذیری حفره‌ها است. حال اگر n_0 و P_0 به ترتیب چگالی الکترون‌ها و حفره‌ها در شرایط تعادل گرمایی و δ_n و δ_p به ترتیب چگالی الکترون‌ها و حفره‌های اضافی ناشی از تابش نور باشند، در آن صورت:

$$n = n_0 + \delta_n, \quad P = P_0 + \delta$$

که با جایگذاری n و p در رابطه (۳-۱) داریم:

$$\sigma = q[(p_0 + \delta_p)\mu_p + (n_0 + \delta_n)\mu_n] \quad (۳-۲)$$

و یا:

$$\sigma = q(p_0 \mu_p + n_0 \mu_n) + q(\delta_p \mu_p + \delta_n \mu_n) \quad (۳-۳)$$

و با توجه به بقای بار $\delta_p = \delta_n$ داریم:

$$\sigma = q(p_0 \mu_p + n_0 \mu_n) + q(\mu_p + \mu_n) \delta_p \quad (۴-۳)$$

از طرف دیگر آهنگ تولید الکترون‌ها و حفره‌ها در اثر تابش نور یکسان است،

$$G_n = G_p = G$$

با فرض برابری طول عمر باز ترکیب الکترون‌ها و حفره‌ها، $\tau_n = \tau_p = \tau$ خواهیم داشت:

$$\delta_p = \delta_n = G\tau \quad (۱-۴-۳)$$

و بنا براین:

$$\sigma = q(p_0 \mu_p + n_0 \mu_n) + q(\mu_p + \mu_n) G\tau \quad (۵-۳)$$

رابطه (۵-۳) از دو جمله تشکیل شده است که جمله اول هدایت الکتریکی نیمرسانا در حالت تعادل گرمایی

و جمله دوم هدایت الکتریکی نوری است:

$$\sigma_0 = q(p_0 \mu_p + n_0 \mu_n) \quad (۶-۳)$$

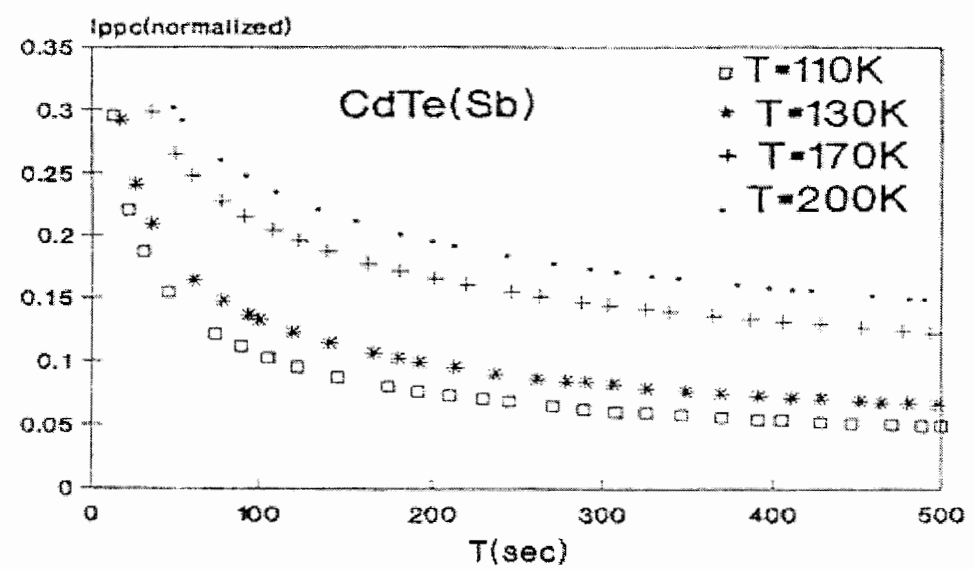
$$\sigma_{ph} = q (\mu_p + \mu_n) G_{\tau} \quad (۷-۳)$$

چنانکه از روابط (۶-۳) و (۷-۳) می‌توان نتیجه گرفت، در یک نیم‌رسانای دارای ناخالصی، هدایت الکتریکی در تاریکی بستگی به چگالی و قابلیت تحرک حامل‌های اکثریت دارد در حالی که هدایت الکتریکی نوری عمدتاً توسط طول عمر حامل‌های اقلیت تعیین می‌شود.

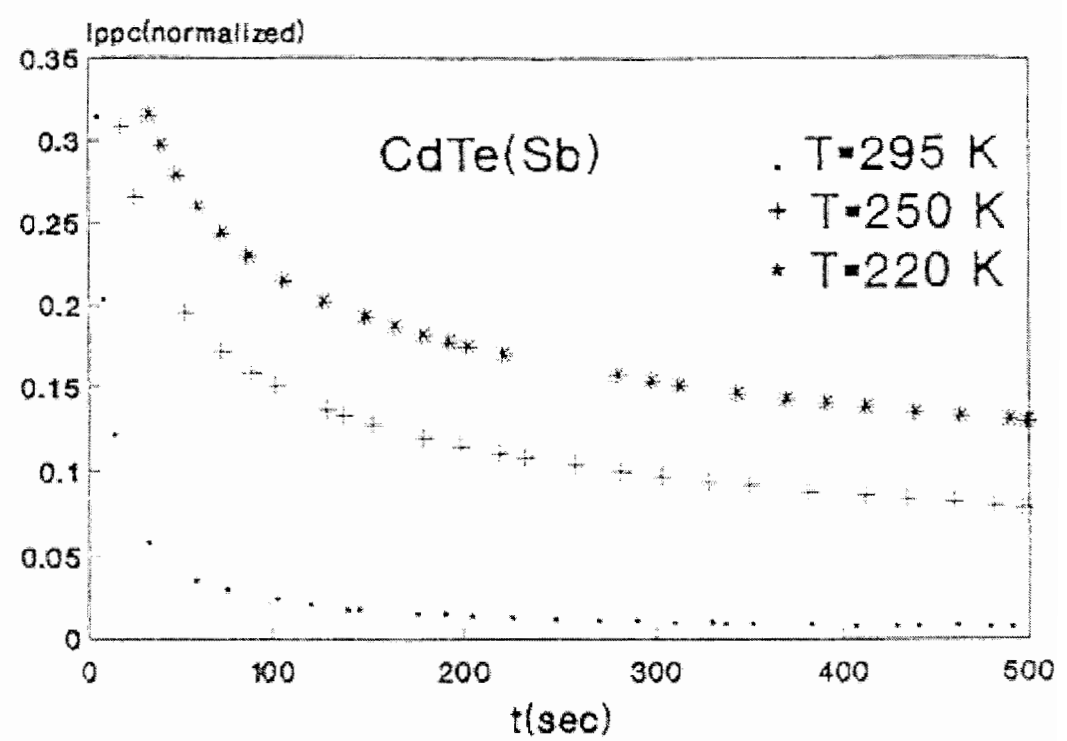
۳-۳ بررسی نتایج فوتو رسانایی ماندگار در نوع n و p نوع نمونه CdTe (Sb)

یکی از موادی که در این پروژه، نتایج آن مورد استفاده قرار گرفته است کپه CdTe (Sb) می‌باشد که ضخامت آن ۳ میلی‌متر و سطحی در حدود ۹ mm × ۸ mm را دارا می‌باشد و برای صاف نمودن سطح آن از سمباده‌های بسیار نرم استفاده گردید. عبور جریان توسط سیم‌های نازک مسی که توسط چسب نقره ای روی نمونه‌ها چسبیده شده تامین گردیده است [17].

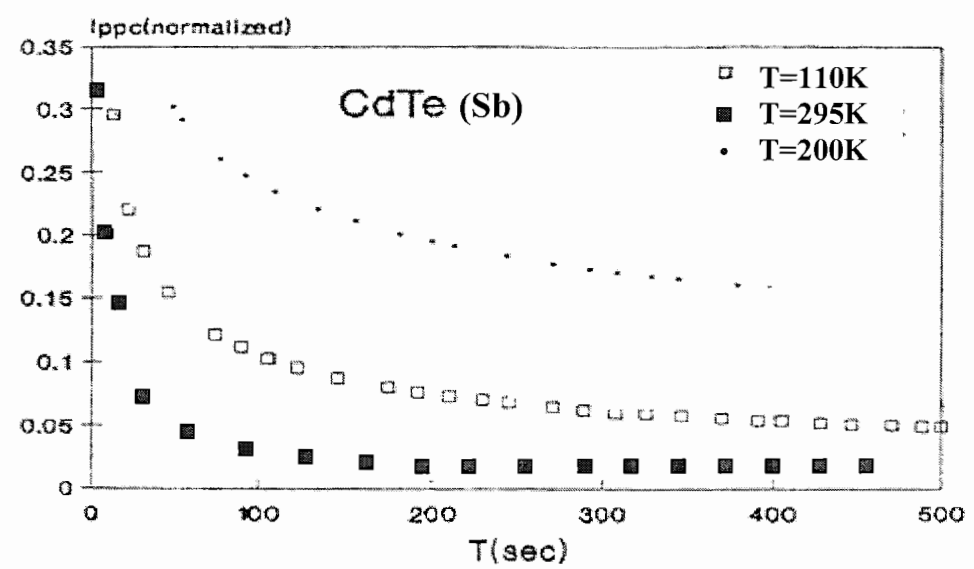
نتایج تجربی بر روی کادیوم تلوراید که در شکل‌های (۱-۳) و (۲-۳) و (۳-۳) می‌باشد تغییرات جریان‌های ماندگار را بر حسب زمان در دماهای مختلف بعد از قطع تابش، نمایش می‌دهد.



شکل ۱-۳: تغییرات جریان ماندگار بر حسب زمان در دماهای پایتتر از ۲۰۰ درجه کلوین



شکل ۲-۳: تغییرات جریان ماندگار بر حسب زمان در دماهای بالاتر از ۲۰۰ درجه کلوین



شکل ۳-۳: تغییرات جریان ماندگار بر حسب زمان.

با توجه به شکل (۳-۳) ملاحظه می شود که در دمای ۲۰۰ درجه کلوین جریان ماندگار نسبت به دما بیشینه می باشد و در بالا و پایین این دما با کاهش جریان ماندگار مواجه می شویم. در صورتیکه بعد از نظریه موجود، نقش اساسی در جریان ماندگار به عهده باز ترکیب الکترون و حفره می باشد نتیجتاً با کاهش دما حتی پس از دمای ۲۰۰ درجه کلوین همچنان باز ترکیب الکترون و حفره می بایست کاهش یابد و در نتیجه تاثیر این کاهش افزایش جریان ماندگار در پی خواهد داشت که با نتایج تجربی این نظریه همخوانی ندارد. برای بررسی این نظریه می توانیم نتایج فوتورسانایی ماندگار بر روی CuGaSe را نیز مورد مطالعه قرار دهیم.

۳-۴ بررسی نتایج فوتو رسانایی ماندگار در نوع n و نوع p نمونه CuGaSe_2

در این بخش به مطالعه نتایج اکتباس یافته از مرجع [18] می پردازیم. مطالعه این نتایج جهت ارائه مدلی جدید الزامی می باشد که در فصل چهار به ارائه و بررسی آن پرداخته ایم.

فوتورسانایی n و p، CuGaSe_2 نوع n و p در قالب کریستالهای واحد تا بیش از ۲۷۰k قابل مشاهده می باشند. وابستگی زمانی هدایت نوری، با یک منحنی نمایی نزولی قابل تشریح می باشد در مورد نوع n، افزایش حامل شارژ همانند تمرکز آنها در قالب ساطع شدن نور قابل مشاهده می باشد. در حالیکه ppc در CuGaSe_2 نوع p (P-CGS) تنها با افزایش چگالی حفره در ارتباط است. منشاء ppc با توجه به نقایص موجود در سیستم نیمه پایدار^۱ قابل بحث می باشد. علاوه بر این، تاثیر چنین روندی بر عملکرد سلول خورشیدی و محدودیت های آلاش مواد قابل بررسی می باشد.

هدایت نوری در طیف وسیعی از نیم رساناها مخصوصا در ترکیبات III-V و II-VI مشاهده می شود اخیرا توجه خاصی به ppc شده است چرا که دارای کارکرد های بالقوه متنوعی در سیستم های فوتونیک می باشد از آن جمله می توان به کلیدهای نوری، سیستم ذخیره سازی داده و غیره اشاره کرد. به طور کلی، ppc در دمای بیش از T_q قابلیت کارکرد ندارد. برای اغلب کارکردها داشتن دستگاهایی که در دمای اتاق کار کنند مطلوب بوده که نیازمند T_q بزرگتر از ۳۰۰k می باشند. در حالیکه T_q در مواد III-V کمتر از ۱۰۰k می باشد دماهای بالاتر برای ترکیبات II-VI همانند $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Tc}$ گزارش شده است.

بنابراین، شناسایی ppc در نیم رساناهای Cu-III-VI_2 ارزشمند می باشد چرا که با ترکیبات II-VI در ارتباط می باشد. پایداری نسبی ppc در دمای اتاق در سلولهای خورشیدی با لایه ضخیم پلی کریستالین بر اساس Cu (In,Ga)Se_2 قابل مشاهده می باشد. در این فصل مشاهدات ppc را در کریستالهای واحد در ۲۲۰k و ۲۷۰k بررسی نموده ایم.

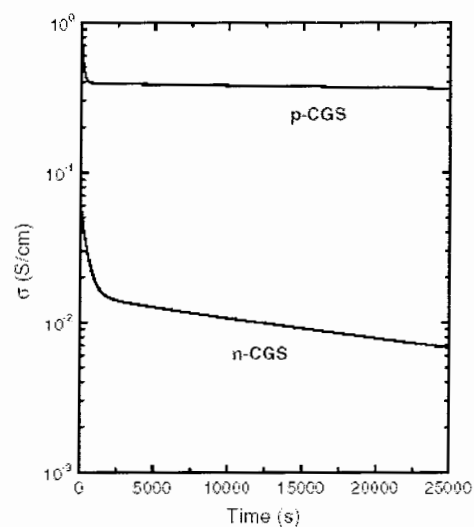
مطالعات خود را بر روی کریستالهای واحد CGS متمرکز می کنیم. ما می توانیم با عمل تزریق ناخالصی از نوع دهنده، نوع n، CGS را بدست آورد. غلظت الکترون به میزان بیش از ۱۰ در دمای اتاق قابل دستیابی می باشد، (کوچکتر از $10^{14}/\text{cm}^3$) ppc به وسیله کاشت یون در نوع n، CGS، حاصل می شود. بنابراین تاثیر ppc و تاثیرات جانبی آن در محدودیت دوپینگ نوع n قابل شناسایی می باشد.

شکل (۳-۴) وابستگی زمان ppc در نیم رسانای CGS نوع n و p، در دمای ۱۵۰k پس از انتشار نور برای ۳۰ دقیقه در ۸۰k نشان می دهد. پس از یک کاهش شدید هدایت σ_{ppc} ، به واسطه رابطه نمایی ذیل قابل محاسبه می باشد:

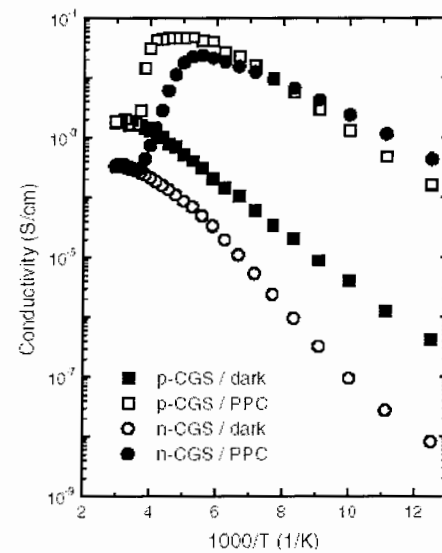
$$\sigma_{\text{ppc}}(T) = \sigma_{\text{ppc},0} \exp(-(t/\tau)^\beta) \quad (۳-۸)$$

β دارای مقادیر ۰/۷ تا ۰/۸ می باشد (برای نمونه های شناخته شده) زمان واهش τ یک رفتار دمای فعال شده را نشان می دهد که در شکل (۳-۵) نشان داده شده است. انرژی فعال سازی برای نوع n_CGS ، ۰/۳۷ الکترون ولت و برای p_CGS ، ۰/۴ الکترون ولت می باشد. PPC تا دماهای فراتر از ۲۷۰ k ، ۲۲۰ k در کریستالهای نوع n و p مشاهده می شود (شکل ۳-۶) در مورد n_CGS افزایش هدایت نه تنها با افزایش غلظت حامل در ارتباط می باشد بلکه با افزایش تحرک نیز در ارتباط خواهد بود این روند با

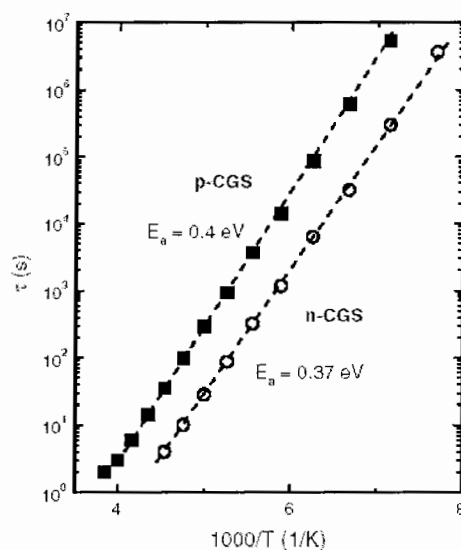
محاسبات اثر هال (شکل ۷-۳ و ۸-۳) قابل بررسی است. نمودارهای فوق افزایش خطی PPC را در بازه های زمانی کوتاه انتشار نور نشان می دهد. برای انتشار نور بیش از ۱۰ دقیقه هدایت به میزان اشباع خود می رسد (شکل ۹-۳) در مورد P-CGS تحرک سیستم که تقریباً با نوسانات محدود همراه بود، پایدار می باشد (شکل ۸-۳) بنا براین، PPC به طور خطی با زمان انتشار نور تغییر می کند این در حالی است که این روند پس از زمان اشباع قابل بررسی خواهد بود شکل (۹-۳).



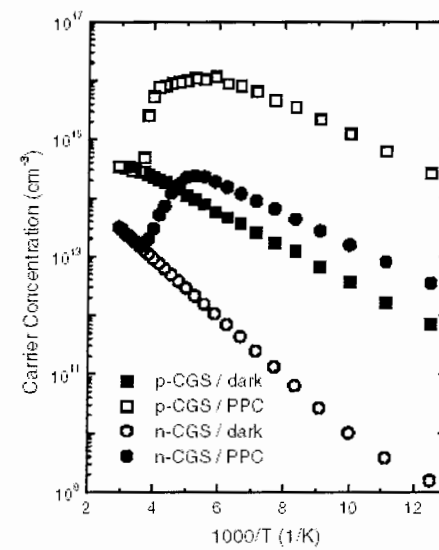
شکل ۳-۴: تغییرات هدایت بعد از قطع برانگیزش نوری بر حسب زمان. مدت تابش ۳۰ دقیقه در ۸۰ درجه کلون در CGS.



شکل ۳-۶: شدت پیشینه در نوع n و p CGS، نسبت به دما



شکل ۳-۵: نمودار تغییرات زمان واهلش نسبت به دما برای CGS



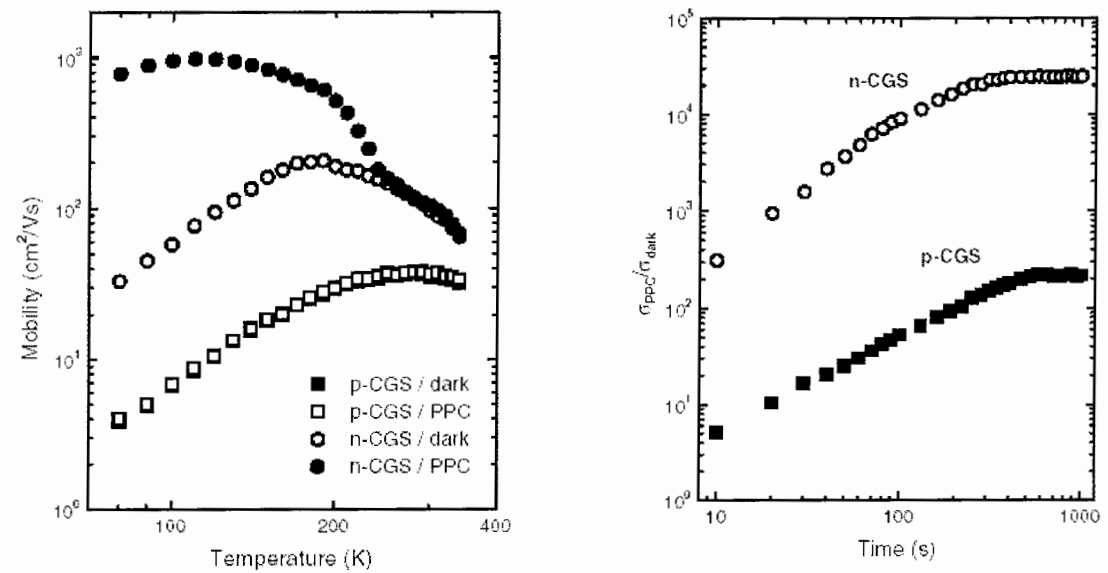
شکل ۳-۷: تغییرات غلظت حامل بار بر حسب تغییرات دما در CGS

PPC در نوع P همانند نمونه همراه آرایش Zn و Ge در n-CGS مشاهده می گردد. در این ساختار

کریستالهای واحد در دمای ۲۷۰ و یا بیشتر از ۲۷۰ موجود می باشند. وابستگی زمانی به واسطه رابطه‌ای

تشریح می گردد که زمان فعال سازی آن معین است. منشاء این تاثیرات نیمه پایدار از تعاملات صورت

پذیرفته در این آزمایش ناشی می گردد. چنین تعاملاتی در نوع CuGaSe_2 ، n برای محدودیت های دوپینگ مشاهده شده در این مواد مهم می باشد.



شکل ۳-۸: تغییرات هدایت نسبی (ppc/dark) بر حسب زمان در ۸۰ درجه کلوین در CGS

بررسی نتایج تجربی در دونمونه ارائه شده، نشان می دهد که برای دمای خاصی، بالا و پایین این دما جریان ماندگار رو به کاهش می باشد. لذا باز ترکیب حفره و الکترون با نقش سازنده ای که میتوانند در این پدیده ایفاد نمایند، نمی توانند دلیل اصلی فوتو رسانایی ماندگار باشد زیرا با کاهش دما بعد از دمای خاص، باز ترکیب الکترون و حفره همواره رو به کاهش است در نتیجه می بایست موجب افزایش جریان ماندگار شود که نتایج تجربی خلاف آن را نشان میدهند. پس می بایست پدیده ای بصورت تشدید در سیستم وجود داشته باشد که در دمای خاصی بر روی جریان ماندگار اثر بیشنه را بوجود می آورد. پدیده

ای که میتواند عمل تشدید را با نور تابشی ایجاد نماید پدیده تنگش در سیستم می باشد که در فصل بعد به بررسی و مطالعه آن می پردازیم.

فصل چهارم

تنگش در فوتورسانایی ماندگار

مقدمه:

اولین نظریه معتبر در فوتورسانایی ماندگار، مدل سد ماکروسکوپییک بوده و با در نظر گرفتن اینکه فوتورسانایی ماندگار وابسته به امواج مادون قرمز بوده و اینکه این مدل وابسته به فرکانس خاصی نبوده، مدل واهلش شبکه بزرگ در ادامه مدل اولی مطرح گردید. کاهش دما، احتمال باز ترکیب الکترون حفره را افزایش می داد و نتیجه آن می بایست افزایش جریان بیشینه فوتورسانایی ماندگار را در پی می داشت. در حالی که نتایج تجربی نشان میداد از دمای خاصی به پایین با کاهش دما جریان بیشینه فوتورسانایی ماندگار کاهش می یابد باز تاب این نتایج منجر به ارائه مدلی جدیدتری بر پایه مدلهای قبلی گردید که به مدل افت خیز کاتوره ای – محلی مشهور گردید. مدل جدید تا حدود بسیار کمی کاهش جریان بر حسب کاهش دما را نمایش میداد. لذا در صدد آن بر آمدیم تا عامل اصلی این پدیده را شناسایی نمایم. با بررسی دقیقتر سیستم دیدیم که تنگش عامل اساسی در پدیده فوتورسانایی ماندگار می باشد.

۴-۱ تکامل نظریه ارائه شده تا کنون

مکانیسم های مختلفی تاکنون برای توجیح فیزیکی فوتورسانایی ماندگار ارائه گردیده است. معتبرترین این نظریه ها نظریه سد ماکروسکوپیك بوده که تکامل آن در طی زمان با ارائه نظریه های جدیدتر تکمیل گردیده. در این قسمت بطور اختصار روند تکامل نظریه در مورد پدیده فوتورسانایی ماندگار توضیح داده می شود.

۴-۱-۱ مدل سد ماکروسکوپیك^۱

این نظریه بر پایه جداسازی حاملهای بار در فضای حقیقی و در نتیجه کاهش احتمال باز ترکیب آنها می باشد. حاملهای بار، تحت تاثیر تابش نور فرودی از سد پتانسیل خارج و بواسطه انرژی جنبشی موجود حتی بدون تابش نور فرودی بسادگی باز ترکیب نمی گردد. اشکال وارد بر این مدل این بود که فرکانسهای مادون قرمز را شامل نمی شد و وابسته به فرکانس نبود. این مطلب موجب ارائه مدل واهلش شبکه بزرگ گردید، که ارتعاشات شبکه بلور را در محدوده مادون قرمز بررسی می نماید [19-21].

۴-۱-۲ مدل واهلش شبکه بزرگ^۲

این نظریه بر پایه ارتعاشات شبکه بلوری استوار می باشد، که شبکه انرژی در محدوده مادون قرمز را در خود ذخیره و بصورت ارتعاش در مقابل حامل های بار به نمایش می گذارد و پس از قطع تابش این ارتعاشات به ترازهای پایین تر تنزل و در نتیجه کاهش مقاومت بلور و افزایش رسانایی را موجب می گردد. مطابق بر این نظریه با کاهش دما جریان فوتورسانائی افزایش می یابد. در حالی که نتایج تجربی نشان می دهند که برای دمای خاصی جریان فوتورسانایی به ماگزیمم خود می رسد و برای دمای بالا و پایین این دمای خاص جریان فوتورسانائی کاهش می یابد. در نتیجه ترکیبی از این نظریه و

بی‌نظمی‌های موجود در نیمه رسانا موجب ارائه نظریه جدیدی به نام مدل افت و خیز پتانسیل - محلی کاتوره ای گردید [22,23].

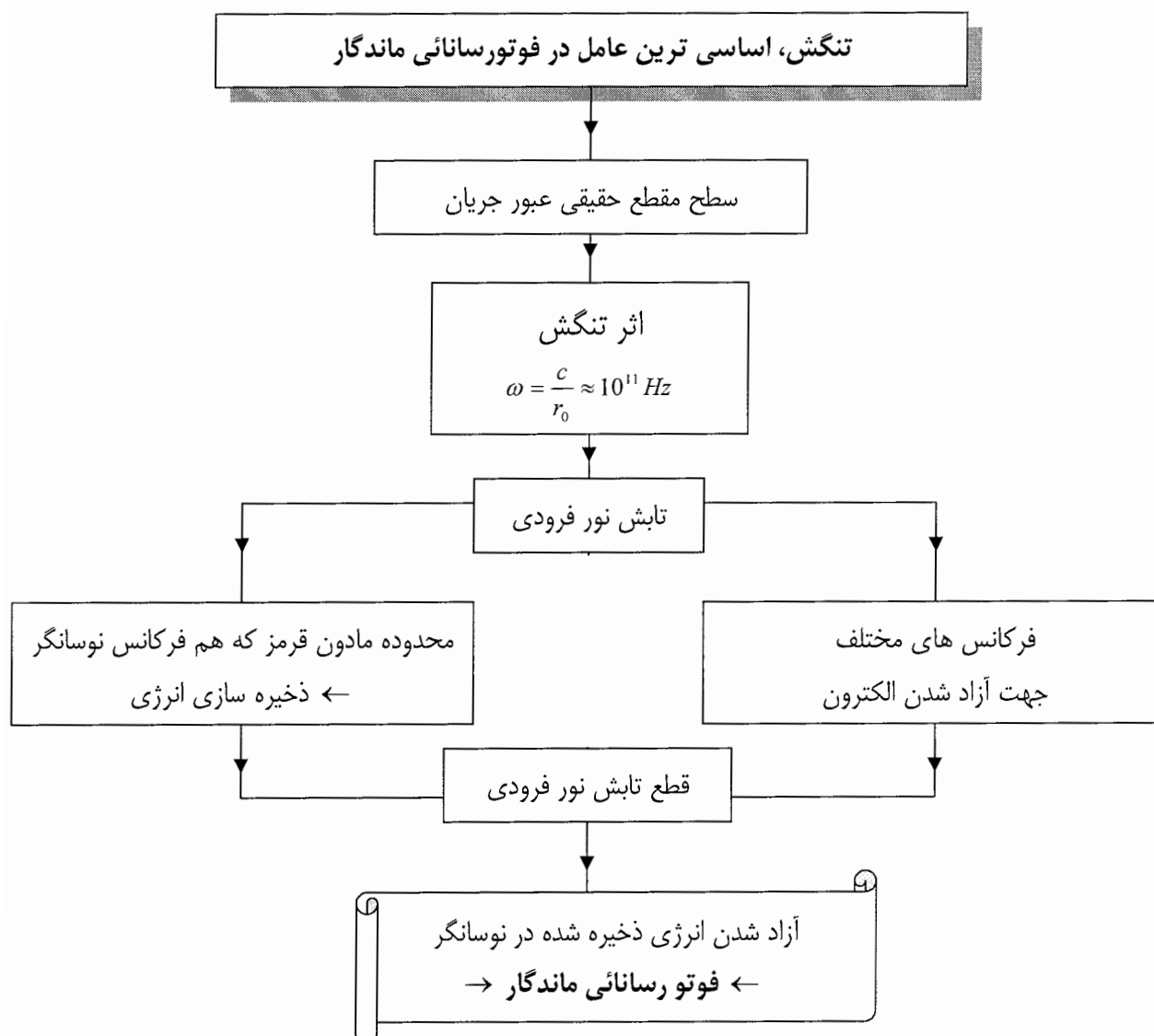
۴-۱-۳ مدل افت و خیز پتانسیل کاتوره ای - محلی^۱

این نظریه توجه به پارامتر بی‌نظمی در نیمه رساناها که موجب افت و خیز در لبه‌های رسانش و ظرفیت شده است دارد [24,25].

۴-۲ تنگش^۲ مکانیسم برتر در فوتورسانایی ماندگار

اعتقاد ما براین است که مکانیسم‌های ارائه شده عامل اساسی در پدیده PPC نمی‌باشند. زیرا که پدیده ای در سیستم وجود دارد که تا کنون نادیده گرفته شده است. این پدیده به نام اثر تنگش معروف می‌باشد. در این مقاله مطابق شکل (۴-۱) در ابتدا سطح حقیقی عبور یک جریان را مورد بررسی قرار داده و از آن نتیجه گرفته که تنها اثری که می‌تواند سطح حقیقی عبور جریان را بوجود آورد اثر تنگش می‌باشد. اثر تنگش نشان می‌دهد که جریان موجود در نمونه تحت خود مغناطیسی به صورت طپشی حرکت کرده که دارای فرکانس خاصی در محدوده ماکرو موج می‌باشد. بیان این مطلب نشان دهنده این است که نوسانگری در سیستم بواسطه عبور جریان با فرکانس خاصی وجود دارد که می‌تواند انرژی را در خود ذخیره نماید. این انرژی ذخیره شده وابسته به مدت تابش می‌باشد. پس از قطع تابش نور انرژی ذخیره شده در این نوسانگر آزاد گشته که نتیجه آن فوتورسانایی ماندگار در سیستم خواهد بود. در شکل (۴-۱) نقاط و روند این بخش به نمایش گذاشته شده است.

1-Random Local_Potential Fluctuations
2-pinch



شکل ۴-۱: فلوچارت، نقاط برجسته و روند این فصل.

۴-۲-۱: سطح مقطع حقیقی عبور جریان:

اعمال میدان مغناطیسی عمود بر مسیر جریان الکتریکی منجر به راندن الکترونها به یک سو و در نتیجه کاهش سطح عبور جریان می گردد. در نتیجه کاهش سطح مقطع عبور جریان که بواسطه کاهش عرض حقیقی نمونه می باشد بصورت زیر تعریف می شود:

$$d_{\text{real}} = d_0 - y \quad (4-1)$$

که در آن d_0 عرض نمونه می باشد.

۴-۲-۲: کاهش سطح مقطع عبور جریان بواسطه اعمال میدان مغناطیسی خارجی

پدیده کاهش سطح عبور جریان بواسطه اعمال میدان مغناطیسی خارجی را می توان حاصل از تعادل نیروی مغناطیسی و نیروی الکتریکی بوجود آمده از دافعه الکترونها دانست. کاهش مقاومت طولی بواسطه اعمال میدان مغناطیسی خارجی منجر به روابط زیر می شود:

$$R_{th} = R_o + R_B = \rho \frac{l}{wd_o} + \rho \frac{l}{wd_B} = R_o + \rho \frac{l}{wd_o} \sqrt{\frac{d_o^2 v_{ox} B}{4KneA_o l}} = R_o (1 + \alpha \sqrt{B}) \quad (2-4)$$

که در آن :

$$\alpha = \sqrt{\frac{d_o^2 v_{ox}}{4KneA_o l}} \quad (3-4)$$

با مقایسه نتایج نظری و تجربی می توان مقدار α و در نتیجه سرعت سوق الکترونها را برای ژرمانیوم نوع n که حامل جریان 30mA می باشد، بدست آورد. با توجه به اینکه عرض $d_o = 1\text{cm}$ ، طول $l = 2\text{cm}$ ، ضخامت نمونه $w = 2\text{mm}$ و اینکه تعداد حاملهای بار در واحد حجم $n = 7 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ می باشد، سرعت سوق حاملهای بار و ضریب افزایش مقاومت طولی برابر است با:

$$v_{ox} \approx 1.4 \times 10^4 \text{m/s}, \quad \alpha = 0.03 \text{ T}^{-1/2} \quad (4-4)$$

با توجه به نظریه دروده نظریه کوانتومی چنین سرعتی برای حاملهای بار در دمای 300K قابل قبول می باشد.

۴-۲-۳ سطح حقیقی یا اثبات وجود اثر تنگش بواسطه اثر هال

دیدیم که سرعت سوق الکترونها براحتی از روابط بالا بدست آمد. حال باتوجه به اینکه تعریف جریان

عبوری از یک سطح مقطع خاص برابر است با:

$$I = -nevs \quad (۵-۴)$$

اگر در رابطه (۵-۴) برای Ge-n مقادیر جریان $I = ۳۰\text{mA}$ ، تعداد حاملهای بار $n = ۷ \times ۱۰^{۲۰}\text{m}^{-۳}$ و

سرعت سوق الکترونها $v_{ex} = ۱.۴ \times ۱۰^۷\text{m/s}$ را در نظر گیریم در آنصورت سطح حقیقی عبور

جریان با استفاده از رابطه (۵-۴) برابر خواهد بود با:

$$S_{\text{real}} = ۱۸ \times ۱۰^{-۱۰}\text{m}^۲ = ۱۸ \times ۱۰^{-۱۰}(\text{\AA})^۲ \quad (۶-۴)$$

این بدان معنی می باشد که سطح متوسط عبوری جریان حتی در غیاب میدان مغناطیسی خارجی در

حدود $۱۰^{-۱۰}(\text{\AA})^۲$ میباشد یعنی اینکه همه الکترونهای شرکت کننده در رسانش تا این سطح و حتی

کمتر در هنگام عبور محدود می گردند. در حالی که سطح نمونه در حدود $S_0 = ۲ \times ۱۰^{-۵}\text{m}^۲$ می

باشد، در اینجا مشخص می شود که پدیده ای در سیستم وجود دارد که حتی در غیاب میدان

مغناطیسی خارجی موجب نزدیک شدن الکترونها به یکدیگر گشته تا این سطح حقیقی را تشکیل

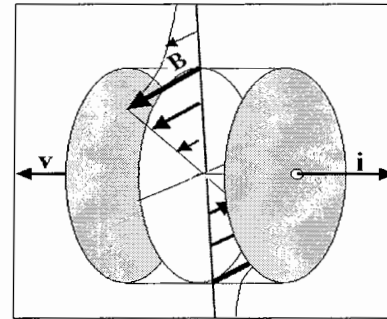
بدهند.

پدیده تنگش تنها پدیده فیزیکی، تاثیر گذار در کاهش سطح عبور جریان می باشد. در نتیجه با استفاده

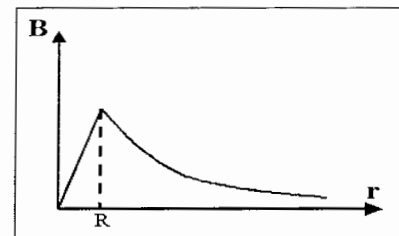
از نتایج بالا به بررسی این پدیده می پردازیم.

۴-۲-۴ پدیده تنگش

هنگامی که باریکه ای از الکترونها در یک جهت حرکت کنند، حول خود یک میدان مغناطیسی تولید می کنند. این میدان روی محور باریکه صفر بوده و تا سطح باریکه به صورت خطی افزایش می یابد و از سطح باریکه به بعد به صورت سهموی به سمت صفر می رود. شدت میدان مغناطیسی در ناحیه داخل و خارج باریکه در شکلها (۱-۴) و (۲-۴) به نمایش گذاشته شده است.

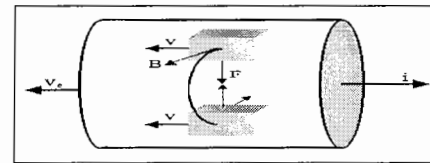


شکل (۲-۴): شدت میدان مغناطیسی در ناحیه داخل و خارج باریکه الکترونی



شکل (۳-۴): بستگی شدت میدان مغناطیسی در ناحیه داخل و خارج باریکه الکترونی به مکان r

اگر جزء حجمی dv ، (داخل باریکه‌ی الکترونی) دارای بار الکتریکی معادل dq باشد، توسط میدان مغناطیسی ناشی از حرکت الکترون‌ها تحت تاثیر قرار گرفته و یک نیرو طبق رابطه‌ی $\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$ از آن خارج می‌شود. این نیروها روی المانهای مفروض مانند شکل (۴-۳) عمل می‌کنند.

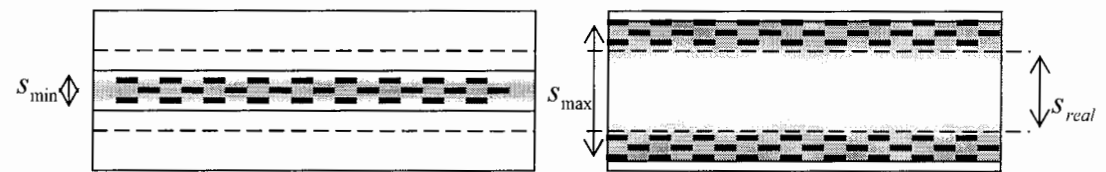


شکل (۴-۴): نمایش المان حجمی که تحت تأثیر میدان مغناطیسی ناشی از الکترون‌ها قرار گرفته

این نیرو باعث می‌شود الکترون‌هایی که دورتر از محور باریکه قرار گرفته‌اند، به سمت داخل جذب شده و انرژی پتانسیل بین ذرات افزایش یابد. پس از مدتی این انرژی پتانسیل ذخیره شده به انرژی جنبشی تبدیل گردیده و باعث فرار الکترون‌ها از محور باریکه می‌شود. این پدیده به اثر تنگش معروف است [26,27].

در یک سیم حامل جریان این پدیده مطابق شکل (۴-۴) برقرار است، بطوریکه سطح متوسط عبور الکترون‌ها برابر است با:

$$S_{\text{real}} \approx (S_{\text{min}} + S_{\text{max}}) / 2 \quad (۷-۴)$$



شکل ۴-۵ فشردگی لحظه ای الکترونها بواسطه پدیده تنگش بر اثر خود مغناطیسی حاصل از جریان، که بطور متوسط سطح حقیقی عبور جریان را نمایش می دهد.

باز و بسته شدن الکترونها با فرکانس خاصی انجام می پذیرد. برای محاسبه فرکانس باید نکات زیر را مد نظر قرارداد:

دافعه الکترون- الکترون در یک پرتو الکترونی غیر قابل چشم پوشی میباشد در حالیکه دافعه الکترون- الکترون در یک سیم حامل جریان DC بواسطه بارهای مثبت موجود در سیم ناچیز می باشد. این بدیهی است که در صورت ناچیز نبودن این دافعه در یک سیم حامل جریان DC ، الکترونها می بایست بر روی سطح جانبی سیم قرار بگیرند.

دیدیم که اثر تنگش بواسطه انرژی خود مغناطیسی جریان شکل میگیرد، بطوریکه الکترونها را به طرف محور اصلی کشانده و در نتیجه موجب افزایش انرژی الکتریکی سیم گشته و بطور متناوب بین این دو فرایند انرژی رد و بدل می شود. بطوریکه:

$$U = U_B + U_E \quad (۸-۴)$$

پایستگی انرژی کل موجب می شود که تغییرات انرژی کل نسبت به تغییرات زمان صفر باشد. یعنی:

$$\frac{dU}{dt} = 0 = \frac{B}{\mu_0} \frac{dB}{dt} + \epsilon_0 E \frac{dE}{dt} \quad (۹-۴)$$

با توجه به:

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi r_0} = - \left(\frac{\mu_0 n e r_0}{2} \right) \cdot v \quad (۱۰-۴)$$

باید این نکته را در نظر داشت که تغییرات میدان مغناطیسی محسوس به تغییرات سرعت ذره می باشد،

بنابراین:

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{ne r_0}{\gamma c^2 \epsilon_0} \cdot \frac{dv}{dt} \quad (۱۱-۴)$$

از طرف دیگر:

$$E = -\frac{ne}{\gamma \epsilon_0} r \quad (۱۲-۴)$$

این رابطه بیانگر این می باشد، که تغییرات میدان الکتریکی بوجود آمده وابسته به تغییرات r می باشد.

بنابراین:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{ne}{\gamma \epsilon_0} \cdot \frac{dr}{dt} \quad (۱۳-۴)$$

در نتیجه:

$$\left(-\frac{nev_y}{\gamma} r_0 \right) \left(-\frac{ne}{\gamma \epsilon_0} \frac{r_0}{c^2} \frac{dv_y}{dt} \right) + \left(-\frac{ne}{\gamma} r \right) \left(-\frac{ne}{\gamma \epsilon_0} \frac{dr}{dt} \right) = 0 \quad (۱۴-۴)$$

با توجه به اینکه:

$$v_y = \frac{dr}{dt} \quad (۱۵-۴)$$

رابطه (۱۴-۴) بصورت زیر خلاصه می شود:

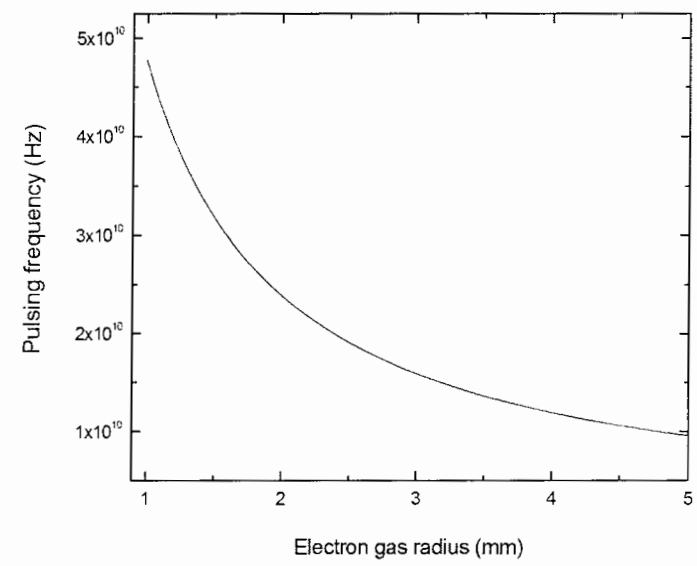
$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \left(\frac{c}{r_0} \right)^2 r = \frac{d^2 r}{dt^2} + \omega^2 r = 0 \quad (۱۶-۴)$$

در نتیجه:

$$\omega = \frac{c}{r_0} \quad (۱۷-۴)$$

که در آن c سرعت نور و r_0 نصف پهنای کریستال می باشد.

شکل (۴-۵) تغییرات فرکانس طپش را برحسب r_0 و یا شعاع گاز الکترونی به نمایش می گذارد.



شکل ۴-۶: تغییرات فرکانس طپش برحسب شعاع گاز الکترونی.

۴-۲-۵: نتیجه گیری:

پس از بحث های ارائه شده اعتقاد ما براین است که مکانیسم های مختلف ارائه شده تا کنون عامل اساسی در پدیده PPC نمی باشند. در این پایان نامه مشاهده شد، که در هنگام عبور جریان DC بواسطه خود مغناطیسی جریان، پدیده تنگش در سیستم برقرار شده و در نتیجه نوسانگری در سیستم شکل می گیرد که در محدوده ماکرو موج می باشد. البته دمای محیط بر این نوسانگر موثر بوده بطوری که می تواند نمودار شکل (۴-۵) را تغییر دهد. ولی در هر حال فرکانس این نوسانگر در محدوده ماکرو موج خواهد بود. این نوسانگر می تواند انرژی را در خود به صورت تشدید ذخیره و در صورت عدم تابش به محیط باز پس دهد. بنابراین می توان گفت تنگش، مکانسیم برتر در فوتورسانائی ماندگار می باشد.

مراجع:

[1]:

پیغمبریان، ناصر. ۱۳۸۰. مقدمه ای بر نور شناخت نیم رسانا. چاپ اول. انتشارات آستان قدس رضوی.

[2]: Ralph P. Ruth, James W. Moyer, 1954. Power efficiency for the photovoltaic effect in a germanium-grown junction.

[3]: Ralph von Baltz, Wolfgang Kraut, 1981. Theory of the bulk photovoltaic effect in pure crystals. Physical Review B, Vol. 23, No. 10.

[4]: Liu C.T., Luryi, S. 1991. Photovoltaic transistors based on a steady-state internal polarization effect in asymmetric semiconductor superlattices, Appl. Phys. Lett. 59.

[5]: Lin, J.J., Bartolo, R.E., Giordano, N. 1991. Photovoltaic effect in Au and Au-Fe microjunctions. Physical Review B, Vol. 45, No. 24.

[6]: George C. Valley, 1994. Dark and bright photovoltaic spatial solutions. Physical Review A Vol. 50, No. 6.

[7]: Quaschnig, V., Hanitsch, R. 1995. Numerical simulation of photovoltaic generators with shaded cells. 30th Universities Power Engineering Conference, Sep. 5-7, 1995. Greenwich, pp. 583-586.

[8]: Clarke J.A., Johnstone C., Kelly N., Strachen P.A. The simulation of photovoltaic-integrated building facades.

[9]: King, D.L., Dumbley, J.K., Boyson J.K. A simulation program for photovoltaic cells, modules, and arrays. 30th IEEE PVSC, Washington.

[10]: Veijola, T., Anderson, T. 1997. Combined electrical and thermal parameter extraction for transistor model, Proceedings of ECCTD 97, Sep. 1997, Hungary, pp. 754-759.

[11]: Veijola, T., Costa, L., Vatlionen M., 1997. An implementation of electrothermal component models in a general purpose circuit simulation program. Proceedings of Thermic 97, Sep. 21-23, 1997, France, pp. 96-100.

- [12]: Backer, M. Fan H.Y., 1950. Photovoltaic of P-N junction in germanium.
- [13]: Veijola T., 1996. Simple model for thermal spreading impedance, proceeding of BES 96. Oct 7-11, 1996, Estonia, pp.73-76.
- [14]: Klingshrin C.F., 1997. Semiconductor optics. Springer. Pp.161-173.
- [15]: Donald A. Neamen, 1997. Semiconductor physics devices. IRWIN. Pp.351-404.
- [16]: Wang, J.B. Chen, D.Y. Jin, C.X. Lu, F. Sun, H.H. Wang, X. 1997. Photovoltaic study of ZnSe/GaAs heterostructures, Physical review B, Vol. 56, No.3.
- [17]:
آزمایشگاه فیزیک حالت جامد دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی
- [18]: J.H Schön and E. Bucher J. Phys. D: Appl. Phys. **34**(2001)25-29.
- [19]: Dutta P. and Horn P.M., (1981) Rev. Mod. Phys. 53, 497.
- [20]: Theodorou D. E., Queisser H.J. (1983) Phys. Rev. B27.7786.
- [21]: Lin J.Y., A. Dissanayake, G. Brown and H.X. Jiang (1990), Phys. Rev. B42, 5855.
- [22]: Jiang H.X., Brown G. and Lin J.Y. (1991) J. Appl Phys. 69,6701.
- [23]: Lang R. and A. Logan D.V. (1997), Phys. Rev. Lett. 39,635.
- [24]: Palmer R., Stein D.L., and al, (1984), Phys. Rev. Lett. 53,958.
- [25]: Dissanayake A., Elahi M., Jiang H.X. and Lin J.Y. (1992), Phys. Rev. B42.
- [26] John R. Reitz Frederick J. Milford Robert W. Christy
Foundation of Electromagnetic Theory (1979) Add. W. Pub.
Company, INC

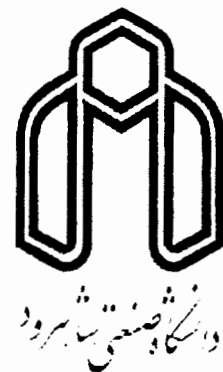
- [27] G. Benford and D. Book, Adv. Plasma phys. 4,125(1971).
Reviews beam- equilibrium models. (A)

Abstract

There have been different theories about persistent photoconductivity. Macroscopic Barrier, Great Lattice Relaxation, and Random Local Potential Fluctuations are good example in this field. In this article we show that the current in a sample, under magnetic self-induction, moves in the form of a pulse. This pulse-like movement has a special frequency which depends on the cross section of the sample and is usually found in the infrared zone. This fact shows that there is an oscillator in this system that can store energy and is able to justify persistent photoconductivity.

Key Words:

Photoconductivity, Persistent Currents, Pinch Effect, Macroscopic Barrier, Great Lattice Relaxation and Random Local Potential Fluctuations



Shahrood University of Technology

Science Faculty – Physics Department

Ms. Thesis (Solid State Physics)

Investigation of persistent photoconductivity

Writer:

Seyed Ali Hashemi

Supervisor:

Dr. Majid Vaezzadeh

Advisor:

Dr. Hamid Haratizadeh

Summer 2005