طراحی آشکارساز مادون قرمز- میانی چاه کوانتومی دو طول موجه مبتنی بر ساختار آبشاری

علی رستمی[۱] آیتک مطمئن[۲] حامد باغبان[۲] حسن رسولی سقای[۴]

۱- استاد دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر و استاد دانشکده مهندسی فناوریهای نوین - دانشگاه تبریز- تبریز- ایران
rostami@tabrizu.ac.ir
۲- کارشناسی ارشد - دانشکده مهندسی برق- دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز - تبریز- ایران
aytak.motmaen@yahoo.com
۳- کارشناسی ارشد- دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه تبریز- تبریز- ایران
h-baghban@tabrizu.ac.ir
۴- دکتری- دانشکده مهندسی فناوریهای نوین، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
hrasooli@tabriz.ac.ir

چکیده: در این مقاله یک آشکارساز مادون قرمز چاه کوانتومی مبتنی بر ساختار آبشاری ارائه می‌شود که می‌تواند به طور همزمان دو طول موج را در دو بازه مختلف مادون قرمز- میانی آشکارسازی نماید. ناحیه فعال در این آشکارساز به طور یک پارچه به هر دو طول موج حساسیت نشان می دهد و سیستم ترابرد الکترون طوری طراحی شده است که امکان انتقال الکترون تحریک شده توسط دو طول موج را همزمان فراهم می سازد. وجود چاه شکار حامل الحاق شده به ناحیهٔ فعال به امر ترابرد همزمان الکترون تحریک شده توسط دو طول موج کمک می‌کند. مقادیر پاسخ و آشکارکنندگی برای این دو طول موج در دمای $120^{\circ}K$ به ترتیب $R_1(\lambda=6.85\mu m)=67.5\,mA/W$ و $R_2(\lambda=12.35\mu m)=118.5\,mA/W$ و $D_1^*(\lambda=6.85)=6.89\times10^7\,J$ و $D_2^*(\lambda=12.35)=1.2\times10^8\,J$ محاسبه شده است.

کلمات کلیدی : **آشکارساز مادون قرمز میانی چاه کوانتومی دو طول موجه، ساختار آبشاری ، چاه شکار حامل**

تاریخ پذیرش مقاله: ۱۳۸۸/۵/۱۸

نام نویسنده‌ی مسئول: علی رستمی
نشانی نویسنده‌ی مسئول: آزمایشگاه تحقیقاتی فتونیک و نانوکریستال، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers – Vo1.6- No.1- Spring and Summer 2009
[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

۱ - مقدمه

اهمیت و وسعت کاربرد آشکارسازهای مادون قرمز بر کسی پوشیده نیست. اهمیت اساسی این آشکارسازها در آشکارسازی طیفی از نور است که بیشتر اجسام از خود تابش می کنند که در طیف غیر مرئی قرار دارد. معمولا از پنجره مادون قرمز ($3-5\ \mu m$) در صنایع نظامی، از پنجره مادون قرمز ($8-15\ \mu m$) در تصویر برداری حرارتی و از پنجره مادون قرمز ($20\mu m$ <) در کاربردهای THz استفاده می‌شود. در زمینه آشکارسازها تلاش های زیادی برای حصول به نتایج و کیفیت بالای محصول از مدت‌ها صورت گرفته است و کماکان ادامه دارد. برای بهبود پارامترهای آشکارسازی، قابلیت تجمع این عنصر با سایر ادوات نوری، بهینه‌سازی مصالحه موجود بین پاسخ و آشکارکنندگی، مهندسی طیفی و نهایتا رسیدن به پارامترهای آشکارسازی مناسب در دمای اتاق، ساختارهایی مبتنی بر چاه‌های کوانتومی توسعه داده شده‌اند. در مقابل آشکارسازهای مادون قرمز مرسوم مشکل‌دار نظیر HgCdTe که بهبودی در عملکرد آنها معمولاً به کیفیت ماده و نه طراحی آن بستگی دارد، وضعیت برای آشکارسازهای نوری مادون قرمز مبتنی بر چاه کوانتومی کاملاً متفاوت است. این آشکارسازها براساس گذارهای نوری در داخل یک نوار انرژی عمل کرده و بنابراین عملکرد آنها مستقل از گاف ماده آشکارساز است [۱].

اساسا آشکارسازهای مادون قرمز چاه کوانتومی (QWIP) در دو مد انتقال الکترونیکی کار می‌کنند [۴-۲]:

۱. مد نوررسانائی (Photoconductive)

۲. مد نورولتایی (Photovoltaic)

در مد اول (مطالعه بیشتر آشکارسازهای چاه کوانتومی مادون قرمز، روی این مد صورت گرفته است)، برای برقراری جریان الکترون‌ها، نیاز به بایاس خارجی داریم. الکترون‌های برانگیخته‌شده نوری معمولا به کمک میدان الکتریکی خارجی به بیرون از چاه کوانتومی تونل زده و سپس جمع‌آوری می‌شوند و به این ترتیب جریانی در مدار برقرار می‌گردد. عملکرد این آشکارسازها عموما توسط جریان تاریکی (جریان آشکارساز در عدم حضور نور) محدود می‌شود که باعث می‌گردد از این آشکارسازها فقط بتوانیم در دماهای پایین استفاده کنیم. در مد نوررسانا میدان الکتریکی در حدود چند ده KV/cm است. این مقدار نتیجه مصالحه‌ای است که بین بازده کوانتومی (احتمال گریز الکترونی که به صورت نوری از چاه کوانتومی برانگیخته شده است) بالا و نویز پایین صورت می‌گیرد. این میدان الکتریکی باعث ایجاد جریان تاریکی قابل توجهی می‌شود. به همین خاطر لازم دیده می‌شود که ساختارهایی با جریان تاریکی کم و بازده کوانتومی خوب پیشنهاد شود (مد دوم).

در آشکارسازهای نور رسانای استاندارد، انتقال حامل‌ها مستلزم هر دو حالت الکترونیکی دو بعدی (2D) و سه بعدی (3D) به ترتیب در چاه کوانتومی و پیوستار است. انتشار الکترون ها از حالت سه بعدی به حالت دو بعدی و بر عکس مشکلات تئوریکی خاص خود را در مدل-سازی دارد [۵ و۶]. بیشتر مدل‌ها از پارامترهای قابل تنظیم [۷] شامل زمان شکار، احتمال شکار و اثر بهره نوررسانا استفاده می کنند.

نوع دوم آشکارسازها یعنی نورولتایی‌ها (مد نظر این مقاله)، با بایاس خارجی کار نمی کنند و بنابراین جریان تاریکی در این قطعات یا بسیار کم است یا اصلاً وجود ندارد. در نتیجه نویز جریان تولید-بازترکیب در شرایط تاریکی وجود نخواهد داشت (بنابراین خازن‌های موجود در آرایه‌های آشکارسازی توسط جریان تاریکی پر نمی‌شود). گین در این آشکارسازها معمولا کوچکتر از آشکارسازهای نوررسانا است. این آشکارسازها برای کار در دماهای بالا، طول موج بلند و ناحیه پیکسل کوچک توصیه می‌شوند [۸]. در این ساختارها انتقال الکترونیکی پیچیده‌تر بوده و عملکردشان با بعضی از مشکلات فیزیکی روبروست

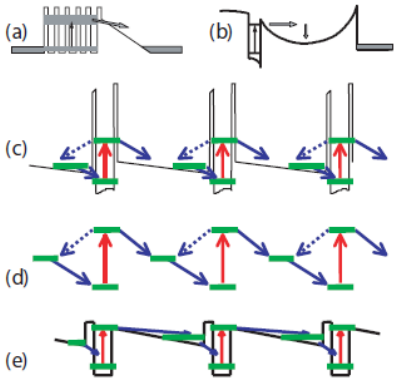
یک تصویر مفهومی ازساختار آشکارساز نورولتایی در شکل (a-۱) آورده شده است که توسط Kastalasky و همکارانش ساخته شده اند [۹]. عملکرد این قطعه بر اساس جذب الکترون از مینی باند موجود در یک ابر شبکه است که به یک لایه سد منتهی می‌شود. از آنجایی که جریان الکترون در مینی باند پایین توسط این سد مسدود شده است، تنها الکترون‌های برانگیخته شده نوری در بالاترین مینی باند، انرژی کافی برای عبور از این سد را خواهند داشت، بنابراین جریان نوری تقریباً بدون نیاز به ولتاژ بایاس ایجاد خواهد شد. Goossen ساختار متفاوتی را معرفی کرده (شکل (b-۱)) که ظرفیت الکتریکی خازن قطعه تحت تأثیر حامل های منتشر شده در لایه تهی (بین چاه کوانتومی نوع n و سطح فلزی) است [۱۰]. در این ساختار اثر نورولتایی ac ایجاد می‌شود که باعث ایجاد جریان متناوب (البته بدون نیاز به ولتاژبایاس خارجی) می‌گردد.

ساختاری بر اساس یک چاه کوانتومی با دو سد که بصورت نامتقارن ناخالصی‌دار شده (GaAs/AlAs/AlGaAs) در شکل (c-۱) آورده شده است [۱۱]. الکترونها بعد از برانگیخته‌شدن از پایین‌ترین زیرباند به بالاترین زیرباند با یک احتمال محدودی از میان سد AlAs به بیرون چاه کوانتومی (قبل از اینکه به پایین‌ترین زیرباند چاه واهلش یابند) تونل می‌زنند. احتمال اینکه الکترون برانگیخته شده، به طرف چپ یا راست برود وجود دارد. میدان فضایی بار ایجاد شده در عرض لایه‌های AlGaAs جریان الکترونی به طرف راست ایجاد می‌کند و اکثر حامل‌های خارج شده در مسیر برگشت به چاه کوانتومی که در طرف راست لایه $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ قرار دارد، واهلش می‌یابند. مفهوم کلی این مکانیزم انتقال در شکل (d-۱) آورده شده است. ساختار دیگرمشابه ساختار (c-۱) ارائه شده با این تفاوت که در این ساختار از ارتفاع سد کاسته شده است (شکل (e-۱)). این ایده به یک ساختار

Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers - Vol.6- No.1- Spring and Summer 2009

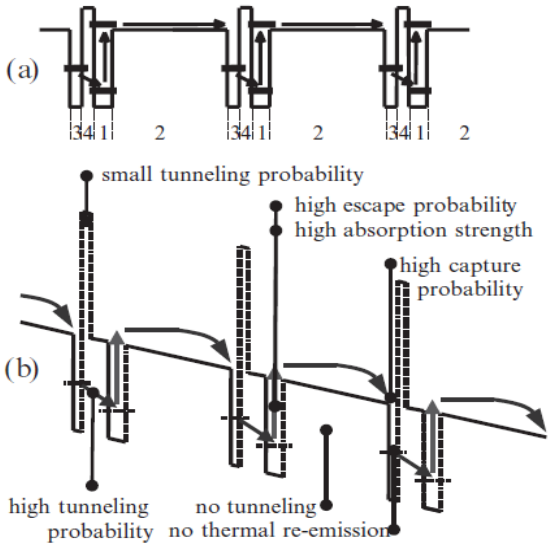
[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

چاه کوانتومی تک سدی شبیه‌تر است. عملکرد نورولتایی در این ساختار با قرار دادن یک سد تونل در یک طرف چاه کوانتومی و همچنین با ایجاد یک میدان الکتریکی داخلی با استفاده از ناخالصی مدولاسیونی برقرار می‌شود [۱۳-۱۲]. آشکارکنندگی در این ساختار سه برابر کمتر از آشکارکنندگی آشکارساز مادون قرمز نوررسانا گزارش شده اشت که در همان طول موج قطع ($10.5\mu m$) کار می‌کند. پایین بودن آشکارکنندگی در این ساختار می‌تواند به این علت باشد که میدان الکتریکی داخلی بهینه نشده است.



شکل (۱) : مکانیزم انتقال در آشکارسازهای مادون قرمز نورولتایی که شامل انتقالات بین زیرباندی است : (a) ابر شبکه ای با سدی انسداد شده (b) تک چاه کوانتومی با سطح لایه تخلیه شده (c) چاه کوانتومی با دو سد که به طور نامتقارن ناخالصی‌دار شده‌اند، (d) شکل کلی از آشکارساز نورولتایی و (e) چاه کوانتومی با تک سد که به طور مدولاسیونی ناخالصی‌دار شده است

ساختار جدیدی تحت عنوان آشکارساز کوانتومی مادون قرمز چهار ناحیه‌ای (Four-Zone) توسط Schneider و همکاران طراحی و پشنهاد شده است (شکل (۲)) [۱۵-۱۴]. در این ساختار، هر پریود از ناحیه فعال از چهار ناحیه مستقل از هم تشکیل شده است: (۱) ناحیه تحریک (۲) ناحیه رانشی (۳) ناحیه شکار (۴) ناحیه تونل زنی. حامل-هایی که به صورت نوری در ناحیه تحریک برانگیخته شده‌اند، در شبه پیوستار بالای لبه باند در ناحیه رانشی انتشار می‌یابند. حامل‌ها به ناحیه شکار واهلش یافته و بالاخره از طریق تونل زنی از میان ناحیه تونل زنی، چاه کوانتومی مجاور عبور را پر می‌کنند. به این ترتیب به یک جریان نوری بدون اعمال بایاس خارجی نائل می‌شویم. وظیفه دیگر ناحیه تونل زنی این است که مانع نشت دوباره حامل‌ها به سمت چپ ناحیه تحریک بشود. در ساختار پیشنهادی Schneider دوباره پاسخ نورولتایی، به خاطر ناکافی بودن احتمال اینکه الکترون‌های تحریک شده نوری بتوانند به ساختار بعدی نفوذ کنند در مقایسه با احتمال واهلش غیر نوری آنها به حالت اولیه پایین ($10\,mA/W$ برای ۲۰ پریود) است، کم است.



شکل (۲) : (a) شماتیکی از Four-zone برای آشکارسازنوری بین زیر باندی نورولتایی می باشد. توزیع پتانسیل آن شامل ناحیهٔ تحریک ، ناحیهٔ رانشی، ناحیهٔ شکار ، ناحیهٔ تونل زنی و پایهٔ عملکرد آن با فلش نشان داده شده است. (b) توزیع لبهٔ باند در QWIP Four-zone با میدان الکتریکی وبا توجه به بهینه سازی آن

در ادامه ساختارهایی به نام ساختارهای آبشاری که برای انجام مؤثر مکانیزم انتقال معرفی شده‌اند را مطالعه می‌نمائیم. در مرجع [۱۶] ، یک آشکارساز نورولتایی بین زیر باندی بر پایه انتقال الکترون از میان چاه‌های کوانتومی آبشاری (QCD) معرفی شده است. این آشکارساز بدون هیچ ولتاژ اعمالی در مد نورولتائی کار می‌کند و بنابراین هیچ-گونه جریان تاریکی ندارد. ترابرد و خواص نوری مورد بررسی قرار گرفته در این ساختار نشان می دهد که این نوع ساختارها برای پیکسل‌های کوچک و آرایه‌های بزرگ بسیار مناسب هستند. Hofstetter و همکارانش رفتار نورولتایی یک ساختار لیزر کوانتومی آبشاری را در حضور نور مادون قرمز [۱۷] و به دنبال آنها Graf و همکارانش همان ساختار را در محدوده ترا هرتز مورد مطالعه قرارداده‌اند [۱۶] . در ساختار پیشنهادی Hofstetter و همکارانش، چون ساختار باند لیزر برای آشکارسازی طراحی نشده و به خاطر کوچک بودن احتمال فرار، پاسخ کوچک و در حدود کمتر از چند ده $\mu A/W$ حاصل شده است.

اساسا هدف از طراحی ساختار QCD، تولید یک جابجایی الکترون تحت روشنایی، بدون اعمال ولتاژ از میان ساختار آبشاری سطوح کوانتومی است. به علت رفتار نورولتاییQCD ها آنها می توانند با

بالاترین سطوح دوپیینگ نسبت به QWIP ها کارکنند و بنابراین می توانند به بازده کوانتومی بالاتر و زمان انتگرال گیری بلندتر دست یابند. همچنین QCD ها می توانند در ولتاژ پایین استفاده شوند و جریان های تاریکی پایین‌تری را معرفی کنند. برای بهینه‌سازی

Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers – Vo1.6- No.1- Spring and Summer 2009
[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

عملکرد QCD ها درک عمیقی از انتقال در این ساختارهای مجتمع غیرمتجانس مورد نیاز است.

علاوه بر نقاط ضعف و قوت هر کدام از ساختارهای اشاره شده، آشکارسازی همزمان چند طول موج ویژگی منحصر بفردی برای یک ساختار به شمار می آید. از آشکارسازی گسیل چند طول موجه مادون قرمز یک شئی می‌توان در کاهش تعداد false positive ها استفاده کرد [۱۸]. امکان داشتن عملکرد دو (یا چند) طول موجه در محدوده تراهرتز و مادون قرمز- میانی برای کاربردهایی نظیر تصویربرداری دو طول موجه می‌تواند بسیار جذاب است [۱۹].

در این مقاله یک آشکارساز مادون قرمز چاه کوانتومی مبتنی بر ساختار آبشاری که قابلیت آشکارسازی همزمان دو طول موج در دو ناحیه مختلف مادون قرمز- میانی ($9.94\ \mu m$ و $5.88\ \mu m$) را دارد، ارائه می‌شود. ناحیه فعال در این ساختار از دو چاه کوانتومی تزویج شده به هم تشکیل شده است. الکترون‌هایی که به حالت پایه در چاه کوانتومی اول تزریق می‌شوند، می‌توانند در اثر تابش دو طول موج مختلف تحریک شوند و سپس به کمک فرآیند پراکنش فونونی به سطوح انرژی پایین‌تر چاه‌های کوانتومی دیگر انتقال می‌یابد.

برای شبیه‌سازی عملکرد آشکارساز پیشنهاد شده، معادله شرودینگر- پواسون بصورت خودسازگار حل شده و سپس نرخ های انتقال برای تعیین مشخصه R_0A و عنصر ماتریس گذار برای تعیین ضریب جذب در ناحیه فعال محاسبه می‌شوند.

۲- طرح ساختار پیشنهادی

QCD پیشنهادی، شامل ۴۰ پریود از چاه‌های کوانتومی از نوع AlGaAs/GaAs می‌باشد. به منظور اینکه سطح انرژی اول E_1 دربراند هدایت پر از الکترون شود، چاه کوانتومی اول دارای ناخالصی نوع n خواهد بود. چاه دوم در این ساختار به عنوان چاه شکار کننده الکترون به چاه فعال اصلی (چاه اول) الحاق شده است. ضخامت لایه‌ها در اینجا به ترتیب از چپ به راست در ساختار ارائه شده **۶۵**،۲۲،۲۲_، **۴۰**،۵ ،۱۰،۱۰ ،۱۰،۵،**۳۶**، **۴۲**،۲۲ ،۲۲ **۵۰**،۲۲ **۶۵**، و۲۲ آنگستروم هستند. عددی که زیر آن خط کشیده شده چاه‌هایی هستند که به اندازه $5\times10^{11}cm^{-2}$ ناخالصی‌دار شده‌اند. اعدادی که به حروف ضخیم نوشته شده، ضخامت مربوط به چاه ها را نشان می دهند. در شکل (۳) ساختار انرژی باند هدایت و توابع موج مربوط به هر سطح انرژی در یک پریود نشان داده شده است.

جذب فوتون در انرژی‌های $h\upsilon=E_6-E_1$ و $h\upsilon=E_7-E_1$ باعث انتقال الکترون از سطح انرژی اول به سطوح انرژی ۶ و ۷ می‌شود. گذار اول بعد از تونل‌زنی به چاه دوم از مسیر ترابرد ایجاد شده توسط ساختار فراشبکه انتقال خواهد یافت. گذار دوم بعد از تونل‌زنی به چاه دوم توسط سد- دوتائی بلند بلوکه شده و با گسیل فونون نوری در چاه دوم شکار خواهد شد و سپس همراه با الکترون‌های گذار اول از همان مسیر ترابرد مشترک ایجاد شده توسط ساختار فراشبکه انتقال خواهد یافت. تابع موج حالت تحریک شده دوم به علت تزویج شدن دو چاه کوانتومی در این دو چاه پخش شده است. دوقطبی مؤثر بین حالت تحریک شده دوم و دیگر سطوح انرژی این الکترون های برانگیخته شده را به کمک فرار فونونی به سطوح پایین تر که روی چاه های کوانتومی مجاور متمرکز شده اند، منتقل می کنند. الکترون ها در سطوح انرژی چاه کوانتومی آبشاری پایین می روند. بالاخره الکترون ها به سطوح انرژی پایین تر در چاه کوانتومی اول در پریود بعدی منتقل می شوند و به این ترتیب یک اختلاف پتانسیل ظاهر می‌شود. با بستن مدار یک جریان نوری در پاسخ به جذب تشعشات مادون قرمز خواهیم داشت.

۳- مدل ترابرد الکترونیکی

در آشکارساز نورولتایی مقاومت ولتاژ صفر (که معمولاً به صورت R_0A معرفی می شود، که در آن R_0 مقاومت پیکسل و A مساحت ناحیه پیکسل می‌باشد)، یکی از ضرایب شایستگی مناسب برای تعیین جریان تاریکی اندازه گیری شده در عدم حضور نور است. R_0A را معمولاً می توان با انرژی فعال‌سازی E_a (معادل با انرژی مسئول گذار برای انتقال الکترون از یک اتصال به اتصال دیگر) توصیف کرد [۲۰]. برای تعیین R_0A، فرضیاتی در رابطه با گذارهای الکترونیکی بین سطوح انرژی مختلف انجام می‌گیرد. با توجه به اندازه عرض چاه‌ها و سدها فقط اندرکنش بین الکترون‌ها و فونون‌های نوری در نظر گرفته می‌شود. فاصله سطوح انرژی به اندازه کافی بالا است که بتوان از اثر اندرکنش الکترون‌ها و فونون‌های صوتی صرف نظر کرد [۲۱]. در ادامه، ابتدا نرخ گذارهای ناشی از اندرکنش بین الکترون ها و فونون های نوری بر اساس کار ارائه شده توسط آقایان Ferreia و Bastard [۲۲] محاسبه می‌شود. نرخ پراکنندگی از حالت اولیه $|i,k_i\rangle$ به کل حالت‌های نهایی $|f,k_f\rangle$ به علت گسیل فونون نوری طولی در دمای $T=0^\circ K$ با توجه به روابط زیر بدست می آید

$$\frac{1}{\tau_i}=\frac{m^*e^2\omega_{LO}}{2\hbar^2\varepsilon_p}\sum_f\int_0^{2\pi}d\theta\frac{I^{ij}(Q)}{Q} \qquad (۱)$$

$$Q=\left(k_i^2+k_f^2-2k_ik_j\cos\theta\right)^{1/2} \qquad (۲)$$

که

$$k_f^2=k_i^2+\frac{2m^*}{\hbar^2}\left(\varepsilon_i-\varepsilon_f-\hbar\omega_{LO}\right) \qquad (۳)$$

Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers - Vol.6- No.1- Spring and Summer 2009

[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

$$\varepsilon_p^{-1} = \varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_s^{-1} \qquad (۴)$$

که ε_∞ و ε_s به ترتیب ثابت گذردهی فرکانس بالا و ساکن در لایه نامتجانس می باشند. $I^{ij}(Q)$ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$I^{ij}(Q) = \int dz \int dz' \chi_i(z)\chi_j(z) e^{-Q|z-z'|} \chi_i(z')\chi_j(z') \qquad (۵)$$

که اگر $Q = 0$ باشد، حاصل برابر δ_{ij} خواهد بود. نرخ گذار برای گسیل فونون در دمای غیر صفر با ضرب نتیجه رابطه (۱) در دمای صفر در عبارت (1+n) که n جمعیت دمائی فونون‌های نوری است، بدست می‌آید:

$$n = \left[\exp\left[\frac{\hbar \omega_{LO}}{kT} \right] - 1 \right]^{-1} \qquad (۶)$$

انتگرال‌گیری فوق شامل همه حالت‌های نهایی ممکن انرژی $E \pm \hbar\,\omega_{LO}$ در زیر باند j خواهد بودکه در آن ω_{LO} انرژی فونون های نوری طولی بوده و علامت مثبت یا منفی برای بیان جذب یا انتشار فونون‌ها که به ترتیب مطابق با بالانویس‌های a یا e است، آورده شده است.

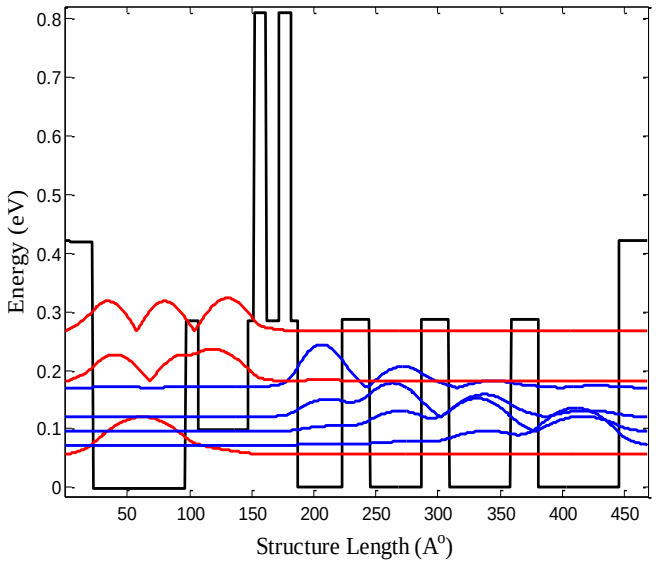
بالاخره نرخ انتقال کلی G_{ij} بین زیر باند i و j مجموع دو نرخ گذار مربوط به جذب فونون‌های نوری طولی (G_{ij}^a) و گسیل فونون‌های نوری طولی (G_{ji}^e) خواهد بود. به منظور محاسبه نرخ‌های انتقال کلی، کلیه حالت‌های اولیه انرژی E پراز الکترون فرض شده‌اند، در تعادل حرارتی با فاکتورفرمی-دیراک f می باشند. ابتدا فرض شده است که الکترون ها از زیرباند i ام به زیرباند بالاتر j ام می روند ($j \rangle i$). مجموعه ای از کلیه حالت ها که در زیرباند i شکل گرفته به صورت زیر است :

$$G_{ij}^a = \int_{\varepsilon_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) f(E)[1 - f(E + \hbar\omega_{LO})]\, n_{opt} D(E) dE \qquad (۷)$$

$$G_{ij}^e = \int_{\varepsilon_j + \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^e(E) f(E)[1 - f(E + \hbar\omega_{LO})](1 + n_{opt}) D(E) dE \qquad (۸)$$

که در آن n_{opt} تابع استاتیکی بوز- انیشتن است که برای محاسبه جمعیت فونون ها بکار می‌رود، $D(E)$ چگالی دوبعدی حالت در زیر باند i ام و ε_j مینیمم انرژی زیرباند j ام می‌باشد.

جدول (۱) نرخ گذارهای کلی G_{1j} مربوط به ساختار QCD پیشنهاد شده را نشان می‌دهد که بیانگر گذارهای از سطح پایه 1 به سطوح j، با $j = \{2, \ldots, 7\}$ در ساختار آبشاری مجاور است. این محاسبات در دماهای $80,120,250^\circ K$ انجام شده است.



شکل (۳) : دیاگرام ساختار باند انرژی و توابع موج مربوط به هر یک از سطوح انرژی یک پریود از QCD

Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers – Vo1.6- No.1- Spring and Summer 2009
[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

۴- استخراج روابط مربوط به ساختار QCD

در این قسمت هدف ارزیابی چگالی جریان کلی با در نظر گرفتن گذارهای الکترونیکی بین دو ساختار آبشاری متوالی است. از یک طرف حالت‌های موجود در هر ساختار آبشاری در تعادل ترمودینامیکی با یکدیگر هستند و از طرف دیگر تعادل بین دو ساختار آبشاری متوالی از بین رفته است در نتیجه نرخ گذار از ساختار آبشاری A به ساختار آبشاری B معادل با نرخ انتقال معکوس از ساختار آبشاری B به ساختار آبشاری A نخواهد بود. بنابراین یک چگالی جریان کلی به صورت زیر وجود خواهد داشت:

$$J = q\sum_{1\in A}\sum_{j\in B}[G_{ij}(V)-G_{ji}(V)] \qquad (۹)$$

اجازه دهید فرض کنیم دو زیرباند i و j به ترتیب مربوط به ساختارهای آبشاری A و B می‌باشند. معرفی دو تراز شبه فرمی به معنی فرق قائل شدن بین دو ضریب اشغال فرمی در روابط (۱) و (۳) است. G^a_{il} و G^e_{ji} را می توان توسط روابط زیر محاسبه کرد:

$$G^a_{ij}(V) = \int_{\varepsilon_j-\hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S^a_{ij}(E) f_A(E)[1-f_B(E+\hbar\omega_{LO})]\, n_{opt} D(E)dE \qquad (۱۰)$$

$$G^e_{ij}(V) = \int_{\varepsilon_j}^{+\infty} S^e_{ij}(E) f_B(E)[1-f_A(E+\hbar\omega_{LO})](1+n_{opt})D(E)dE \qquad (۱۱)$$

که f_A و f_B ضرایب اشغال فرمی- دیراک مربوط به سطوح شبه فرمی E_F^A و E_F^B هستند. با استفاده از رابطه $S^a_{ij}(E)=S^e_{ji}(E+\hbar\omega_{LO})$ تفاضل دورابطه برابر خواهد بود با:

$$G^a_{ij}(V)-G^e_{ji}(V) = \int_{\varepsilon_j-\hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S^a_{ij}(E)\alpha(E)[1-\gamma(E)]\,dE \qquad (۱۲)$$

که در آن:

$$\alpha(E) = n_{opt} f(E)[1-f_B(E+\hbar\omega_{LO})]D(E) \qquad (۱۳)$$

و

$$\gamma(E) = \frac{f_B(E+\hbar\omega_{LO})[1-f_A(E)](1+n_{opt})}{f_A(E)[1-f_B(E+\hbar\omega_{LO})]n_{opt}} \qquad (۱۴)$$

بدون هیچ گونه ولتاژ اعمالی، عبارت $\alpha(E)$ معادل با $\alpha^{eq}(E)$ خواهد بود که توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$\alpha^{eq}(E) = n_{opt} f(E)[1-f(E+\hbar\omega_{LO})]D(E) \qquad (۱۵)$$

با بیان توابع فرمی-دیراک، رابطه $\gamma(E)$ به صورت زیر ساده می شود :

$$\gamma(E) = \exp\left(\frac{E_F^B-E_F^A}{k_bT}\right) = \exp\left(\frac{-qV}{k_bT}\right) \qquad (۱۶)$$

که در این رابطه T دمای نمونه و k_B ثابت بولتزمن می باشند.

جدول(۱) : مقادیر تعدادی از نرخ های انتقال مربوط به انتقال الکترونیکی اصلی که در شکل (۳) معرفی شده است.

$G_{1j}\left(m^{-2}s^{-1}\right)$	$80^\circ K$	$120^\circ K$	$250^\circ K$
$1\to 2$	5.793e+015	3.897e+017	3.561e+019
$1\to 3$	3.850e+017	2.590e+019	2.363e+021
$1\to 4$	4.356e+018	2.930e+020	2.681e+022
$1\to 5$	1.396e+021	9.396e+022	8.642e+024
$1\to 6$	1.400e+024	9.428e+025	8.677e+027
$1\to 7$	2.247e+024	1.511e+026	1.373e+028

در این جا یادآور می‌شویم که در مورد آشکارسازی نورولتائی مادون قرمز، بایاس‌های اعمالی بسیار کوچک هستند. نویز جانسون مربوط به مقاومت در صفر ولت R_0 خواهد بود. در این محاسبات رابطه زیر توصیه می شود :

$$1-\gamma(E)\approx\frac{q}{k_bT}V \qquad (۱۷)$$

این رابطه مستقیماً منجر به رفتار خطی $I(V)$ ساختار در بایاس کم (با ضرب در ثابت محاسبه شده در شرایط بدون اعمال ولتاژ a^{eq}) می‌شود. برای تغییرات کم در ولتاژ، تفاضل نرخ‌ها را می توان توسط رابطه زیر تخمین زد:

$$G^a_{ij}(V)-G^e_{ji}(V)\approx\int_{\varepsilon_j-\hbar w_{LO}}^{+\infty} S^a_{ij}(E)a^{eq}\frac{qV}{k_bT}dE \approx G^a_{ij}(V=0\,V)\frac{qV}{k_BT} \qquad (۱۸)$$

بالاخره چگالی جریان اصلی توسط رابطه زیر بدست می آید:

$$J = q\sum_{i\in A}\sum_{j\in B}G_{ij}\frac{qV}{k_bT} \qquad (۱۹)$$

که در این رابطه G_{ij} با جمع دو مقدار G^a_{ij} و G^e_{ji} ، که بدون حضور ولتاژ اعمالی محاسبه شده‌اند، تعیین می‌شود. بالاخره می توان R_0A را توسط رابطه زیر بدست آورد:

$$R_0A = \frac{k_bT}{q^2\sum_{i\in A}\sum_{j\in B}G_{ij}} \qquad (۲۰)$$

در ادامه برای تعیین پاسخ آشکارساز نیاز به محاسبه جذب بین زیر باندی داریم. ضریب جذب، $\alpha(\omega)$، توسط رابطهٔ زیر قابل محاسبه است [۲۳] :

Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers - Vol.6- No.1- Spring and Summer 2009

[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

$$\alpha(\omega)=\frac{\omega\mu c e^2}{n_r}\left|M_{fi}\right|^2\frac{m^* k_B T}{L_{eff}\,\pi\hbar^2}Ln\left\{\frac{1+\exp\left[(E_F-E_i)/k_BT\right]}{1+\exp\left[(E_F-E_f)/k_BT\right]}\right\}$$
$$\times\frac{\hbar/\tau_{in}}{(E_f-E_i-\hbar\omega)^2+(\hbar/\tau_{in})^2}$$

(۲۱)

که در آن، $E_{fi}(=\Delta E)=E_f-E_i$، است و E_i، E_f به ترتیب سطوح انرژی مربوط به حالت‌های اولیه و نهایی را نشان می‌دهند. M_{fi}، μ، L_{eff}، n_r و τ_{in} به ترتیب عنصر ماتریس دوقطبی بین حالت های اولیه و نهایی، قابلیت نفوذ مغناطیسی، اندازه مکانی الکترون‌ها در زیر باندها، ضریب شکست نوری و زمان به آرامش رسیدن در بین زیر باندها را نشان می‌دهند. برای تمامی آشکارسازهای کوانتومی پاسخ از رابطه زیر بدست می آید [۲۴]:

$$R=\eta\,\frac{\lambda e}{hc} \qquad (۲۲)$$

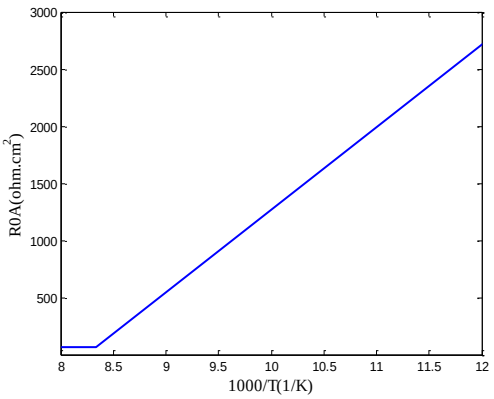
که در این رابطه η بازده کوانتومی کل (احتمال جذب فوتونی و احتمال انتقال الکترون برانگیخته شده) و λ طول موج را نشان می دهد. با استفاده از مقادیر پاسخ و مقاومت صفر ولت در دماهای مختلف، مقدار آشکارکنندگی به کمک رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$D^*=R(\lambda)\sqrt{\frac{R_0A}{4kT}} \qquad (۲۳)$$

که $R(\lambda)$ پیک پاسخ، R_0 مقاومت قطعه در بایاس صفر، A مساحت ناحیه مورد نظر و T دمای نمونه است.

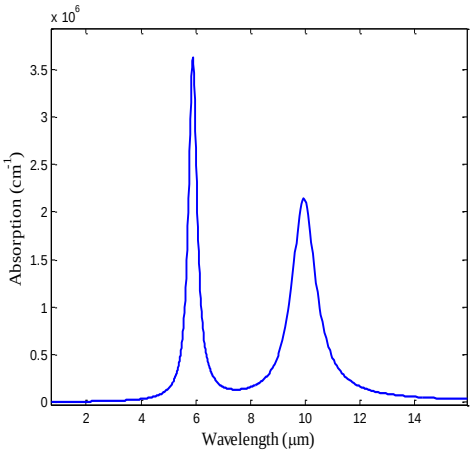
۵- نتایج محاسبات

با توجه به هدف آشکار سازی چندین طول موج همزمان که بحث اصلی این مقاله میباشد، در این بخش میخواهیم طرح ارائه شده را از جنبه های مختلف ارزیابی نمائیم. ابتدا به مشخصه پاسخ دهی می پردازیم. با توجه به نتایج محاسبات تئوری ارائه شده در بخش قبل، شکل (۴) نتیجه محاسبات مربوط به R_0A را بر حسب دما نشان می‌دهد که شبیه نمودار QCD های نوعی است.



شکل(۴) : مقادیر R_0A بعنوان تابعی از $1000/T$

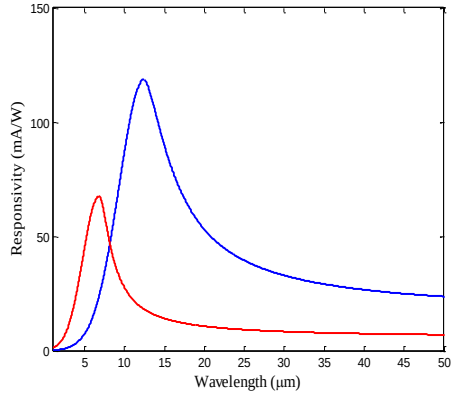
در شکل (۵) طیف جذبی ناحیه فعال آشکارساز در دمای $120^\circ K$ نشان داده شده است. دو پیک موجود در طیف جذب درطول موج ها ی 9.94μm و 5.88μm، مربوط به گذارهای از سطح انرژی اول E_1 به سطوح انرژی به ترتیب E_6 و E_7 می‌شوند. این طول موجها از طریق مهندسی نانوساختار قابل تنظیم است.



شکل(۵) : طیف جذبی در دمای $120^\circ K$

طیف پاسخ مربوط به این آشکارساز دو طول موجه در دمای $120^\circ K$ در شکل (۶) نشان داده شده است. دو پاسخ نسبتا متفاوت برای این دو طول موج مختلف مشاهده شده که این پاسخ ها برای طول موج های $\lambda=6.82\,\mu m$ و $\lambda=12.35\,\mu m$، به ترتیب عبارتند از:

$R_{peak,1}=67.5 mA/W$ و $R_{peak,2}=118.5 mA/W$



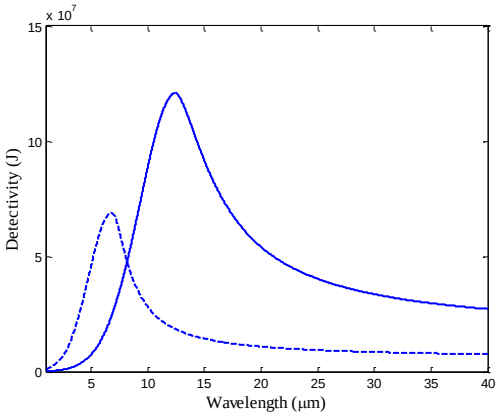
شکل(۶) : طیف پاسخ در دمای $120^\circ K$ مربوط به دو طول موج آشکارسازی

لازم به ذکر است مقدار پاسخ دهی به دلیل فاصله طول موجها از همدیگر کمی متفاوت است و هر چند که به تنظیم دقیق پارامترها حتی پاسخ دهی یکسان نیز دور از انتظار نخواهد بود.

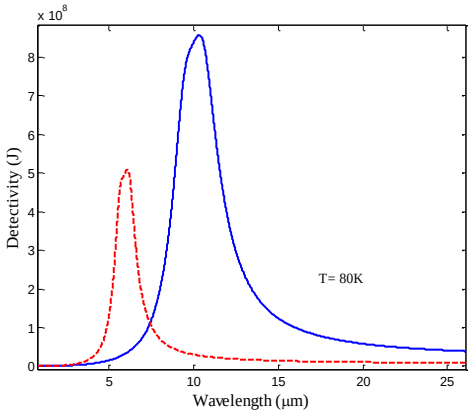
مقدار آشکارکنندگی‌های محاسبه شده مربوط به دو طول موج آشکارسازی در دمای $120^\circ K$، (مقدار محاسبه شده R_0A در این دما $70\Omega cm^2$ است)،

Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers – Vo1.6- No.1- Spring and Summer 2009
[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

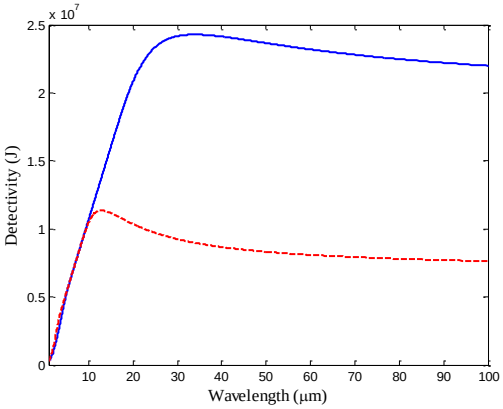
$D^*(\lambda=12.35)=1.2\times10^8 J$ و $D^*(\lambda=6.85)=6.89\times10^7 J$ می باشد که در شکل (۷) نشان داده شده است. البته برای دماهای $80^\circ K$, $250^\circ K$ آشکارکنندگی محاسبه شده و به ترتیب در شکل های (۸) و (۹) نشان داده شده است.



شکل (۷) : طیف آشکارکنندگی برای دو طول موج مختلف در دمای $120^\circ K$



شکل(۸) : طیف آشکارکنندگی برای دو طول موج مختلف در دمای $80^\circ K$



شکل(۹) : طیف آشکارکنندگی برای دو طول موج مختلف در دمای $250^\circ K$

به نظر میرسد ایده آشکار سازی همزمان چندین طول موج دور از دسترس نیست. نتایج عددی و گراف های ارائه شده گویای موفقیت طرح ارائه شده است.

۶- نتیجه گیری

در این مقاله یک آشکارساز مادون قرمز چاه کوانتومی مبتنی بر ساختار آبشاری طراحی و پیشنهاد شد که می‌تواند به طور همزمان و در یک بایاس، دو طول موج در دو بازه متفاوت مادون قرمز- میانی را آشکارسازی نماید. الحاق چاه شکارکننده به ناحیه فعال آشکارساز، امکان ایجاد مسیر مشترک برای ترابرد الکترون های تحریک شده با دو طول موج متفاوت را فراهم نمود. محاسبات و شبیه‌سازی، پاسخ-دهی و آشکارکنندگی مناسب برای دو طول موج را نشان داد. مقادیر و نتایج عددی ارائه شده به صورت گراف ها نمایش دهنده قابلیت آشکارسازی بیش از یک طول موج را در طول موجهای مادون قرمز حتی با فاصله نسبتا زیاد نشان میدهد.

مراجع

[1] Choi K. K., The Physics of Quantum Well Infrared Photodetectors, World Scientific, USA, 1997.

[2] Levine B.F., Quantum-well infrared photodetectors Journal of Applied Physics, Vol. 74, No. 8, 1993.

[3] Koeniguer C., Gendron L., Berger V., Analysis of performances of quantum cascade detectors proc. of SPIE, Vol. 5957, 595704, 2005.

[4] Sarusi, G., Carbone, A. , Gunapala, S.D., Liu , H.C., (Ed.), in: Proc. of the Workshopon Quantum Well Infrared Photodetectors QWIP, Castello di Pavone, Italy, 2002.

[5] Bastard, G., Resonant carrier capture by semiconductor QW, Phys. Rev. B, Vol. 33, 1420, 1986.

[6] Brum, J. A., and Weil, T., Calculation of capture time of QW in graded-index separate-confinement heterostructures, Phys. Rev. B, Vol. 34, 2381, 1986.

[7] Rosencher, E., Vinter, B., Luc, F., Thibaudeau, L., Bois, P., and Nagle, J., Emission and capture of electrons in multiquantum-well structures, IEEE J. Quantum Electron., Vol. 30, 2875, 1994.

[8] Graf, M., Scalari, G., Hofstetter, D., Faist, J., Beere, H., Linfield, E., Ritchie, D., and Davies, G.,THz reng QWIP, Appl. Phys. Lett. Vol. 84, 475, 2004.

[9] Kastalsky, A., Photovoltaic in GaAs/AlGaAs, Appl. Phys. Lett. Vol. 52, 1320, 1988 .

[10] Goossen, K.W., and Lyon, S.A., Performance aspects of a QW detectors, J. Appl. Phys. Vol. 63, 5149, 1988.

[11] Schneider, H., and Larkins, E.C., Space-charge effects in photovoltaic double barrier quantum well infrared detectors, Appl. Phys. Lett. Vol. 63, 782, 1993.

[12] Schonbein, C., A GaAs/AlGaAs intersubband photodetectore operating at zero bias voltage, Appl. Phys. Lett. Vol. 68, 973, 1996.

[13] Schneider H., Koidl P., Schönbein C., Ehret S., Larkins E. C., and Bihlmann G., Capture dynamics and far-infrared response in photovoltaic quantum well intersubband photodetectors, Superlatt. Microstruct. Vol. 19, 347, 1996.

[14] Schneider, H., Schonbein, C., Walther, M., Schwarz, K., Fleissner, J., and Koidl, P., Photovoltaic QWIP the four-zone, Appl. Phys. Lett. Vol. 71, 246, 1997.

[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

[15] Schneider, H., Koidl, P., Walther, M., Fleissner, J., Rehm, R., Diwo, E., Schwarz, K., and Weimann, G., Proc. of the workshopon Quantum Well Infrared photodetectors QWIP, 283, 2000.
[16] Berger, V., Detecteurs a cascade quantique, National reference number 0109754, 2001.
[17] Hofstetter, D., Beck, M., and Faist, J., Quantum Cascade Laser, Appl. Phys. Lett. Vol. 81, 2683, 2002.
[18] Ariyawansa, G., Perera, A.G.U., Su, X.H., Chakrabarti, S., Bhattacharya, Multi-color tunneling quantum dot infrared photodetectores operation at room temperatute,Infrared Phys. Techn., 2006.
[19] Chamberlin, D., Robrish, P., Trutna, W.,Scalari, G., Giovannini, M., Ajili, L., Faist, J., Beere, H., Ritchie, D., Dual-wavelength THz imaging with quantum cascade lasers, Proc. SPIE, Vol. 5727, 107, 2005.
[20] Gomez, A., Dark current analysis of quantum cascade detectors by magnetoresistance measurements, Phys. Rev. B, Vol. 77, 085307, 2008.
[21] Radovanovic, J., Milanovic, V., Ilkonic, Z., Indjin, D., and Harrison, P., Electron-phonon relaxation rate, J. Appl. Phys. Vol. 97, 103109, 2005.
[22] Ferreira, R., and Bastard, G., Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased signal-and multiple quantum well structures, Phys. Rev. B, Vol.40,1074,1989.
[23] Ozturk, E., Sokmen, I., Intersubband Transitions in Quantum Wells, Appl. Phys. Vol. 36, 2457, 2003.
[24] Rosencher, E., and Vinter, B., Optoelectronics, Cambridge University Press, Cambridge, 2002.

[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]

انجمن مهندسین
برق و الکترونیک ایران
IAEEE

انجمن مهندسین
برق و الکترونیک ایران
IAEEE

[Downloaded from jiaeee.com on 2026-11-11]