# اثر عبور غیر عادی نور از لایهٔ فلزی حفرهدار بر پاسخدهی آشکارساز نوری چاه کوانتومی مادون قرمز جهت تشخیص آنزیم تروپونین I

حمزه نورالهی<sup>ا</sup> سیامک محمودی<sup>۲</sup> محمد آقابلوریزاده<sup>او۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان <sup>۲</sup>دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان

آستاد فیزیک و فوتونیک، گروه فیزیک و فوتونیک، پژوهشکدهٔ فوتونیک، مرکز بینالمللی علوم و تکنولوژی پیشرفته و علوم محیطی، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان

> نويسندهٔ مسئول: محمد آقابلورىزاده، تلفن ۹۹۹۹۶۴۳۱۲۶۹ پست الکترونيک:mabolori@uk.ac.ir

### مقدمه

سکتهٔ قلبی یا انفارکتوس میوکارد نوعی عارضهٔ فراگیر است که یکی از علل مهم مرگومیر در جهان بهشمار میرود. انفارکتوس میوکارد شامل انهدام قسمتی از عضلهٔ قلب(میوکارد) است که بهعلت قطع شدن جریان خون در آن قسمت از قلب روی میدهد. عروق کرونری که از سرخرگ آئورت منشعب میشوند خون غنیشده از اکسیژن را به بافت قلب میرسانند. در اثر تجمع کلسترول در عروق کرونری، انسداد عروق ایجاد میشود که به لخته شدن خون میانجامد و سکتهٔ قلبی رخ میدهد. سالیانه حدود هشت میلیون بیمار با درد قفسهٔ سینه در بخش فوریتها تحت درمان قرار می گیرند. ارزیابی بیماران با درد قفسهٔ سینه

### خلاصه

مقدمه: این تحقیق جهت بررسی پاسخدهی آشکارساز چاه کوانتومی برای آشکارسازی طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی(SERS) از آنزیم تروپونین نوع I جهت تشخیص سکتهٔ قلبی یا انفارکتوس میوکارد صورت گرفته است.

روش بررسی: در این پژوهش با استفاده از روش تحلیلی تزویج مد، ابتدا با درنظر گرفتن تقریب رسانای کامل الکتریکی برای لایهٔ فلزی حفرهدار، بهوجود آمدن تشدیدهای عبوری را نشان میدهیم. سپس با وارد کردن شرط مرزی مقاومت ظاهری سطح در فرمول بندی، میزان تأثیر امواج پلاریتون پلاسمون سطحی در طیف عبوری لایهٔ حفرهدار مورد بررسی قرار می گیرد. همچنین تأثیر نوع مادهای را که لایهٔ فلزی حفرهدار روی آن قرار می گیرد، بر طیف عبوری به دست می آوریم. با درنظر گرفتن مدلی بر پایهٔ انعکاسهای چند گانهٔ نور درون محیط کاواک تشدید فابری پرو که لایههای چاه کوانتومی درون آن قرار گرفته اند، افزایش پاسخدهی آشکارساز چاه کوانتومی Alas ماده شد.

**یافتهها:** عبور غیر عادی نور از لایهٔ فلزی با آرایهای دوبُعدی از نانوحفرههای مربعیشکل و متناوب بیشینههای عبوری غیر عادی را از خود نشان میدهد که میتوان جهت افزایش عمق نفوذ میدان الکترومغناطیسی به درون لایههای چاه کوانتومی استفاده نمود. در این تحقیق افزایش پاسخدهی آشکارساز با افزودن لایهٔ فلزی حفرهدار نشان داده شده است.

**نتیجهگیری:** آشکارساز نوری چاه کوانتومی مادون قرمز برای تشخیص بیماریها با استفاده از تبدیل سیگنال اپتیکی به سیگنال الکترونی ابزاری مناسب است. بهبود پاسخدهی آشکارساز موجب افزایش کارآیی و کیفیت آن جهت تشخیص بهتر آنزیم تروپونینI میشود.

**واژههای کلیدی:** آنزیم تروپونینI، پاسخدهی، روش تحلیلی تزویج مد، عبور غیر عادی نور، چاه کوانتومی، طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی(SERS)

شامل بررسی تاریخچهٔ خانوادگی بیمار، معاینات بالینی و الکتروکاردیوگرام است. امروزه علاوه بر این موارد، ابداع و استفاده از روشهای نوین پیشآگهیدهنده در این بیماری مورد توجه متخصصان قرار گرفته است. تستهای تشخیص آزمایشگاهی برروی خون در تشخیص سریع و بهموقع بیمار و بررسی درمان و یا تعیین خطر حملهٔ قلبی مجدد در آینده از اهمیت خاصی برخوردار هستند. آنزیم قلبی تروپونین I (cTnI) یکی از مهمترین شاخصها است که در اثر آسیب عضلهٔ قلب در خون آزاد میشود. تروپونینها مداخلهٔ میوزین با آکتین را طبق شکل ۱ با واسطهٔ کلسیم در عضله تنظیم میکنند[1].



شکل ۱: اتصال تروپنین به میوزین [۱]

cTnI تنها درصورت بروز حملهٔ قلبی از ماهیچههای قلب آزاد میشود و میزان آن در خون بالا میرود. غلظت تروپونین در حدود ۴-۶ ساعت اول حملهٔ قلبی افزایش مییابد و بعد از ۲۴–۱۰ ساعت به حداکثر میزان خود ۳ ng/ml ۲-۱میرسد و تا ۱۰–۷ روز پس از سکتهٔ قلبی در خون قابل تشخیص است. شکل۲ وجود نشانگرهای قلبی را در خون بعد از سکتهٔ قلبی نشان میدهد[۲].



شکل۲: غلظت نشانگرهای قلبی در خون بر حسب زمان، بعد از حملهٔ قلبی[۲]

بنابراین انجمن ملی بیوشیمی بالینی، آنزیم تروپونین I را بهعنوان شاخصی ایدئال برای تشخیص سکتهٔ میوکارد معرفی میکند[۲]. آشکارسازی تروپونین با روش بیوشیمیایی الیزا(ELISA) امکانپذیر است، اما با توجه به پایین بودن بهرهٔ برهمکنش آنتیبادی-آنتیژن در این روش که همواره یک چالش برای کاربران است با رویآوردن به استراتژی آشکارسازی مبتنی بر اندرکنش بیونشان گر تروپونین با امواج پلاسمون سطحی، اندرکنش بیونشان گر تروپونین با امواج پلاسمون سطحی، الیزا و سایر روشهای تشخیص آزمایشگاهی امکانپذیر میشود و نیاز مراکز تشخیصی امروزی به داشتن سیستمی با اندازه و وزن پایین، پاسخدهی بالا، مشخصههای سیستمی پایدار و روش ساخت و عملکرد ساده محقق میشود[۳].

در این مقاله برای تشخیص تروپونین، طیف SERS مربوط به این آنزیم به آشکارساز نوری چاه کوانتومی که به این منظور طراحی شده وارد شده و کمّیت پاسخدهی آشکارساز مورد بررسی قرار گرفته است.

## پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی

اثر پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی(SERS) در سال ۱۹۷۴ توسط فلیشمن کشف شد [۴]. وی حین آزمایش های خود شدت بالایی از پراکندگی رامان توسط مولکولهای پرایدین را که برروی سطح ناهموار الكترود نقره جذب شدهبودند، مشاهده كرد. روش فليشمن به اين صورت بود كه الكترود را زبر كند تا مساحت سطحش را افزایش دهد و بهدنبال آن بتواند تعداد مولکولهای جذبی بیشتری را مورد مطالعه قرار دهد. وی این افزایش شدت را به افزایش تعداد مولکولهای جذبی برروی سطح نسبت داده بود. جین مایر و ون دین[۵] و آلبرخت و کریقتن[۶] بهطور مستقل تشخیص دادند که شدتهای بالای مشاهدهشده نمی تواند در ارتباط با افزایش تعداد مولکولهای پراکننده برروی سطح الکترود باشد و پیشنهاد دادند که این افزایش شدت پراکندگی بهدلیل جذب مولکول ها برروی سطح ایجاد شده است. جینمایر و ون دوین بهطور تجربی یک مکانیسم افزایش میدان الکتریکی را پیشنهاد دادند درحالی که آلبرت و کریقتن ابراز کردند که پراکندگی رامان تشديدى از برهمكنش الكترونى مولكول با سطح فلزى ناشى می شود. همان طور که بعداً مشخص شد این دو روش در مفهوم یکسان بودند و تنها جزئیات متفاوتی با هم داشتند. بهطور کلی می توان گفت که SERS یک تکنیک برای افزایش پراکندگی رامان توسط مولکولهای جذبشده در سطوح فلزی میباشد[۷]. فاکتور افزایش میدان که از رابطهٔ:

$$R = \frac{\left|E_{loc}\right|^4}{\left|E_{in}\right|^4} \tag{1}$$

پیروی میکند عموماً از مرتبهٔ ۱۰<sup>۱۰</sup> تا ۱۰<sup>۱۱</sup> میباشد. در این رابطه  $|E_{in}|^4$  میدان جایگزیدهٔ روی سطح فلزی و  $|E_{in}|^4$  میدان فرودی است[۸]. در شکل ۳ زیرنمایی از طیف SERS مربوط به آنزیم تروپونین مشاهده میشود[۹].



شکل۳: شدت طیف پراکندگی رامان ارتقاءیافتهٔ سطحی آنزیم تروپونین I برحسب جابهجایی رامان

هدف از این مقاله آشکارسازی طول موج مربوط به این آنزیم است. به این منظور باید آشکارسازی طراحی شود که کارکرد قابل قبولی در این محدوده داشته باشد.

## عبور غیر عادی نور از لایهٔ فلزی حفرهدار

با کشف پدیدهٔ عبور اپتیکی غیر عادی(EOT) از لایههای فلزی با آرایهای از نانوحفرههای دوبُعدی تناوبی در آن[۱۰]، این ساختارها مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفت. برای بالابردن میزان بازدهی ادوات اپتوالکترونیکی مانند آشکارسازهای نوری نقطهٔ کوانتومی و چاه کوانتومی از این ساختارها استفاده شده است[۱۱]. بهره گرفتن از دو لایهٔ فلزی که ناحیهٔ فعال، بین آنها قرار گرفته است نیز به منظور افزایش برهم کنش نور با لایههای چاه کوانتومی و نقطهٔ کوانتومی روشی مؤثر است که در طیف فاکتور کیفیت آن مشخص می شود[۱۲]. در تمام این موارد بررسی تقویت پاسخدهی پلاسمون سطحی بوده است[۱۳]. با درنظر گرفتن لایهٔ فلزی بهصورت رسانای کامل الکتریکی(PEC) نیز بیشینههایی در طیف مبری لایههای فلزی با آرایههایی از نانوحفرههای دوبُعدی تناوبی

## روش تحلیلی تزویج مد

روش تزويج مد بر تجزيهٔ ميدان الكترومغناطيسي به مدهاي معادلات ماکسول درون ناحیههای مختلفی که سیستم تحت مطالعه را دربرمی گیرند، مبتنی است. در این روش میدانها برحسب ویژه مدها با یک ثابت انتشار خوش تعریف e<sup>ikz</sup> در امتداد جهت Z بسط داده می شود که ما را قادر می کند فقط مؤلفه های عرضی E<sub>t</sub> و H<sub>t</sub> را برای ادامه کار ثبت کنیم. ابتدا فلز را رسانای كامل الكتريكي درنظر مي گيريم تا از نفوذ ميدان به داخل لايهٔ فلزی چشم پوشی کنیم و میدان درون حفرهها را برحسب مدهای موجبر بسط دهیم؛ مؤلفههای طولی  $E_z e_z e_z$  نیز از طریق معادلات واگرایی ماکسول بهدست میآیند. برای فضای بالا و پایین لایهٔ فلزی حفرهدار با درنظر گرفتن شکل ۴ میدان را بر حسب امواج بلاخ بسط میدهیم. ناحیهٔ میانی با فیلم فلزی حفرهدار متناظر است که میدان در آن برحسب مدهای موجبر حفره،  $\left\langle ec{q}_{\mathbf{l},s}, eta 
ight
angle$  بسط داده می شود. همچون امواج بلاخ، این مدها نیز با شاخصهای سهتایی مشخص میشوند؛ قطبش ۲، ا و S بُردار موج عرضی را توصیف مى كنند(ضميمه A).



شکل۴: لایهٔ فلزی با آرایهٔ دوبُعدی از حفرههای مربعی

با اعمال شرایط مرزی در مرزهای بین هر دو محیط دستگاه معادلات خطی زیر را خواهیم داشت: (۲)

 $\begin{cases} \left(G_{ls\gamma}^{ls\gamma} - \Sigma_{ls\gamma}\right) E_{ls\gamma} + \sum_{(l's'\gamma') \neq (ls\gamma)} G_{ls\gamma}^{l's'\gamma'} E_{l's'\gamma'} - G_{ls\gamma}^{V} E_{l's\gamma} = I_{ls\gamma} \\ \left(G_{ls\gamma}^{ls\gamma} - \Sigma_{ls\gamma}\right) E_{l's\gamma}' + \sum_{(l's'\gamma') \neq (ls\gamma)} G_{ls\gamma}^{l's'\gamma'} E_{l's'\gamma'} - G_{ls\gamma}^{V} E_{ls\gamma} = 0 \\ \end{array} \right) \\ \lambda \ \ control \$ 



شکل۵: نمایش نمادین ضرایب دامنهٔ میدان در دستگاه معادلات(۲)

## مدهای مقید

مدهای مقید پاسخهای مسئلهٔ ویژهٔ مقداری معادلات پیوستگی هستند وقتی که جملهٔ تابش حذف شود و آنها را مدهای پلاریتون پلاسمون سطحی تقلیدی مینامند که با جوابهای غیر صفر معادلات وقتی که همگن هستند، متناظرمی باشند:

$$\begin{cases} \left(G_{ls\gamma}^{ls\gamma} - \Sigma_{ls\gamma}\right) E_{ls\gamma} + \sum_{(l's'\gamma') \neq (ls\gamma)} G_{ls\gamma}^{l's'\gamma'} E_{l's'\gamma'} - G_{ls\gamma}^{V} E_{ls\gamma}' = 0 \\ \left(G_{ls\gamma}^{ls\gamma} - \Sigma_{ls\gamma}\right) E_{ls\gamma}' + \sum_{(l's'\gamma') \neq (ls\gamma)} G_{ls\gamma}^{l's'\gamma'} E_{l's'\gamma'} - G_{ls\gamma}^{V} E_{ls\gamma} = 0 \end{cases}$$

$$(\Upsilon)$$

اگرچه در حالت کلی این مسئله باید به صورت عددی حل شود، تحلیل رابطهٔ پاشندگی پلاریتون پلاسمون سطحی تقلیدی با استفاده از دو تقریب زیر به دست میآید: اول اینکه فقط مد اصلی در بسط مدهای الکترومغناطیسی داخل حفره درنظر گرفته میشود که اجازهٔ کار کردن با حالت منفرد معادلات همگن(()را به ما می دهد و دوم این که فقط مد پراش مرتبهٔ صفر قطبش P در جملهٔ D را در نظر می گیریم که موجب می شود تا بیان ساده ای از تزویج شدن مدها داشته باشیم. برای لایه های PEC با آرایهٔ تناوبی از حفره های دوبُعدی، شرط وجود مدهای مقید در این ساختار عبارت است از:

$$\det \begin{vmatrix} \mathbf{G} - \boldsymbol{\Sigma} & -\mathbf{G}^{\mathsf{V}} \\ -\mathbf{G}^{\mathsf{V}} & \mathbf{G} - \boldsymbol{\Sigma} \end{vmatrix} = 0 \tag{(f)}$$

با حل این معادله و جایگذاری جملات آن، پاشندگی تحلیلی مدهای مقید به سطح میشود:

$$k = k_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\tau \sqrt{\tau}}{\pi} \frac{a}{d}\right)^{\tau} \frac{k_0^{\tau}}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^{\tau} - k_0^{\tau}} \frac{\sin h^{\tau} \left(\sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^{\tau} - k_0^{\tau}} h\right)}{\cos h \left(\sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^{\tau} - k_0^{\tau}} h \pm 1\right)} \quad (\Delta)$$

که علامت(-)برای مدهای متقارن و (+) برای مدهای پاد متقارن میباشد.

## شرايط مرزى مقاومت ظاهري سطح

شرایط مرزی مقاومت ظاهری سطح براساس یک تقریب، ویژگیهای دی الکتریکی فلزهای حقیقی را در فرمول بندی تزویج مد وارد می کند. از آن جاکه در سطوح رسانای کامل الکتریکی، معادلههای ماکسول در داخل محیط فلز حل نمی شوند، در رهیافت مقاومت ظاهری سطح مطابق شکل ۶ تأثیر نفوذ میدانها در داخل فلز، خود را در میدان الکترومغناطیسی درست در سطح فلز نشان می دهند. این تعبیر را می توان با تعریف مقاومت ظاهری سطح(zs) که میدانهای مغناطیسی و الکتریکی مماسی را درست در سطح فلز به یکدیگر ارتباط می دهد، اعمال کرد. این تقریب بر این پایه استوار است که تغییر فضایی میدانهای عمود بر سطح بسیار سریع تر از تغییرات موازی میدانهاست.



شکل ۶: رفتار میدانهای الکترومغناطیسی در سطح تماس فلز دیالکتریک برای دو حالت فلز PEC و فلز دارای مقاومت ظاهری سطح با توجه به این فرض میتوان از تغییرات موازی در معادلههای ماکسول-فارادی ( $\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{H}} = -i\epsilon k_0 \vec{\mathbf{E}}$ ) چشمپوشی کرد. بنابراین میدانهای مماسی داخل فلز و نزدیک به سطح آن خواهند بود: $(\hat{\mathbf{I}} \times \vec{\mathbf{H}}) = \frac{i}{\epsilon_m(\omega)k_0} \partial z(\hat{\mathbf{n}} \times \vec{\mathbf{H}}_t)$  بود: الکتریکی فلز و  $\hat{\mathbf{n}}$  بردار عمود بر سطح فلز و به طرف بیرون از آن میباشد.

لایههای چاه کوانتومی درون کاواک تشدید فابری-پرو پلاسمونی

با وارد كردن مادهٔ فعال حساس به نور چاه كوانتومي به داخل کاواک تشدید فابری- پرو در نتیجهٔ انعکاسهای چندگانهٔ نور بین آينهها عمق جذب مادة فعال بالا مىرود و به اين ترتيب بهرة کوانتومی آنها را میتوان افزایش داد. بهرهٔ کوانتومی( ח) آشكارسازها نسبت تعداد الكترونهاي جمعشده به تعداد فوتونهاي فرودی و پارامتری کلیدی برای انواع مختلف آشکارسازها میباشد كه هم به جنس مادهٔ فعال و هم به ساختار آشكارساز وابسته است. به بیان دیگر میزان بازدهی تبدیل توان نوری به الکتریکی است. در این قسمت میخواهیم وابستگی میزان بهرهٔ کوانتومی به پارامترهای فیزیکی آشکارساز و آینههای پلاسمونی کاواک تشدید را بررسی کنیم. بهرهٔ کوانتومی کل شامل بهرهٔ کوانتومی اپتیکی(  $\eta_a$ )که جذب فوتون در مادهٔ فعال را درنظر می گیرد، بهرهٔ کوانتومی داخلی( $\eta_b$ ) که پراکندگی ناکشسان الکترون در یک چاه کوانتومی را درنظر می گیرد و بهرهٔ کوانتومی سد( n<sub>c</sub>) که پراکندگی الکترون در سدها را بهحساب میآورد، میباشد. لذا خواهیم داشت: (8)  $\eta = \eta_a \eta_b \eta_c$ 

شمای کلی آشکارساز نوری کاواک تشدید افزوده در شکل γ آورده شده است. مادهٔ فعال بین آینههای پلاسمونی قرارگرفته است و با ضخامت d و ضریب جذب α مشخص شده است. فاصلهٔ بین مادهٔ فعال و آینهٔ بالایی و پایینی بهترتیب ام و است که ضخامت لایههای جداساز را نشان میدهند. در اینجا مؤلفهٔ مماسی بُردار

الکتریکی فرودی برروی آشکارساز  $|\vec{E}_i = \vec{K}_i, \sigma_i\rangle e^{ik_z z}$  است. میدان پیشروندهٔ  $\vec{E}_f$  در نقطهٔ z=0 از شرط خودسازگاری بهدست میآید یعنی؛ میدان کل گسیل شده از آینهٔ بالایی که در کل فضای ساختار کاواک تشدید رفت و برگشت میکند،  $\vec{E}_f$  است:  $\vec{E}_f = t_i \vec{E}_i + r_i r_r e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_i + L_r)} \times e^{-i(r\beta L + \phi_i + \phi_r)} \vec{E}_f$  (Y) که  $\vec{R}_f = t_i \vec{E}_i + r_i r_r e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_i + L_r)} \times e^{-i(r\beta L + \phi_i + \phi_r)} \vec{E}_f$  (Y) که طول موجی را نشان میدهد.  $\alpha$  ضریب جذب لایهٔ فلزی با حفرههای زیر ضریب جذب لایهٔ جداساز و  $\beta$  ثابت انتشار است. بنابراین میدان پیشرونده به صورت:

$$\vec{E}_{f} = \frac{\iota_{1}}{\iota_{-r_{1}r_{7}}e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_{1}+L_{7})} \times e^{-i(\tau\beta L + \varphi_{1} + \varphi_{7})}}\vec{E}_{i} \quad (\lambda)$$

$$rac(1)$$

شکل ۷: طرح کلی آشکارساز چاه کوانتومی کاواک تشدید پلاسمونی  $\alpha_{ex}$  افزوده،۱و۳ لایههای جداساز و ۲ مادهٔ فعال است. ضرایب جذب  $\alpha_{ex}$  و  $\alpha_{ex}$  و انعکاس  $r_{r}e^{-i\phi\gamma}$  و ضخامت لایهها در آن مشخص شدهاست.

نوشته میشود. توان اپتیکی داخل کاواک تشدید عبارت از نوشته میشود. توان اپتیکی داخل کاواک تشدید عبارت از  $P_s = n | \vec{E}_s |^7 / \tau \eta_0 (s = f \text{ or } b)$  خلأ و n ضریب شکست مادهٔ فعال است[۱۵]. اکنون توان نوری جذب شده در لایهٔ فعال را با استفاده از توان اپتیکی فرودی  $P_i$  و به فرم مشابه آن به دست میآوریم:

 $P_{l} = (P_{f}e^{-\alpha_{ex}L_{1}} + P_{b}e^{-\alpha_{ex}L_{1}})(1 - e^{-\alpha d}) = \frac{(1 - r_{i}^{\gamma})(e^{-\alpha_{ex}L_{1}} + r_{i}^{\gamma}e^{-\alpha_{ex}L_{1}}e^{-\alpha d})}{1 - \tau_{f_{i}r_{j}}e^{-\alpha_{e}L_{i}}\cos(\gamma\beta L + \varphi_{i} + \varphi_{i}) + (r_{i}r_{i})^{\gamma}e^{-\tau_{\alpha_{e}L}}P_{i}} (1 \cdot )$ 

مضریب جذب بههنجار شده است:  $\alpha_{c}$  می شود.  $\alpha_{c} = (\alpha_{ex}L_{t} + \alpha_{ex}L_{\tau} + \alpha d)/L$  بهرهٔ کوانتومی اپتیکی  $\eta_{a} = P_{l}/P_{i}$  $\eta_{a} = (\iota - R_{t})(\iota - e^{-\alpha d}) \frac{(e^{-\alpha_{a}L_{t}} + R_{t}e^{-\alpha_{a}L_{t}}e^{-\alpha_{c}d})}{(\iota + \varphi_{t} + \varphi_{t}) + R_{t}R_{t}e^{-\alpha_{c}L_{t}}}$ 

از رابطهٔ (۱۱) بهراحتی میتوان دید که بهرهٔ کوانتومی طیفی تناوبی دارد. بیشینهٔ آن در طول موج تشدید رخ خواهد داد. در حالت تشدید ( $r\beta L+\phi_1+\phi_7$ ) =۲m $\pi$  (m=1,7,۳,...) بیشینهٔ بهرهٔ کوانتومی خواهد شد.

توجه داشته باشید که در رابطهٔ (۱۱) از انعکاسها در سطوح مرزی بین لایهٔ فعال و لایههای جداساز چشمپوشی شده است. هنگامی که ماده از ساختارهای نامتجانس تشکیل شده است و اختلاف ثابتهای دی الکتریک آنها پایین است، این تقریب درست است[۱۶].

بهرهٔ کوانتومی داخلی هنگامی که لایههای آشکارساز فوتونی دارای ابعاد کوانتومی هستند درنظر گرفته میشود لذا برای چامهای کوانتومی اثر داده میشود. الکترونهایی که در ناحیهٔ فعال در نتیجهٔ جذب فوتون برانگیخته میشوند یک پراکندگی ناکشسان را تجربه میکنند و بههمین دلیل از انرژیشان کاسته میشود به این ترتیب احتمال گریز آنها از چاه پتانسیل کاهش مییابد. برای این حالت بهرهٔ کوانتومی داخلی:

 $\eta_{\rm c} = \exp\left(-d/L_{\rm z}\right) \tag{17}$ 

مىشود كە در آن  $L_z$  مسافت پويش آزاد الكترون است و مطابق رابطهٔ  $D_n$  مىشود كە در آن  $L_z = \sqrt{D_n \tau_n}$  ضريب پخش در چاه پتانسيل و  $\tau_n$  زمان بازتركيب الكترون است. فرآيند پخش ناشى از تغيير فضايى تراكم حاملها است كە در آن حاملها از ناحيهٔ با تراكم بيشتر بار به ناحيهٔ با تراكم كمتر بار جابهجا مىشوند. بهرهٔ كوانتومى سد عبارت است از احتمال اين كه الكترون فاصلهٔ X در نزديكى سد پتانسيل را بدون پراكندگى طى كند :

 $\eta_{\rm b} = \exp\left(-x_{\rm s}/L_{\rm s}\right) \tag{17}$ 

که  $L_s$  مسافت پویش آزاد در چاه پتانسیل است و از رابطهٔ  $L_s$  مسافت پویش آزاد در چاه پتانسیل است و از رابطهٔ  $L_s = \sqrt{D_n(F)\tau_n}$  بهدست میآید که در آن ضریب پخش به میدان  $\mu = \mu(F)$  تعریف می شود  $X_s$  (۱۷].  $X_s$  فاصلهٔ بین بیشینهٔ سد پتانسیل از چاه است [۱۸]:

$$\mathbf{x}_{0} = \left(\frac{\mathbf{q}}{\mathbf{18}\pi\epsilon_{0}\epsilon_{a}F}\right)^{\frac{1}{r}}$$
(14)

 $\epsilon_{\rm a}$  , الکتریک خلأ،  $\epsilon_0$  ثابت دی الکتریک خلأ، ج $\epsilon_{\rm a}$  که در آن q بار الکتریکی  $F=(V_{\rm b}-V_0)/d$  میدان الکتریکی  $F=(v_{\rm b}-v_0)/d$  الکتریکی در ناحیهٔ فعال،  $V_{\rm b}$  ولتاژ پیش ولت و  $V_{\rm b}$  انرژی ناحیهٔ مسطح است.

## جذب فرود عمودی در درهٔ X سیستم Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub> As/AlAs

در این پایاننامه فراشبکهٔ Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub> As/AlAs درنظر گرفته شده است که هم مواد سدی مناسب برای آشکارسازی مادون قرمز دارد و هم درهٔ X آن جهتهای رشد دیگر مانند[۰۰۱]، [۱۱۵]، [۱۱۳]، [۱۱۳]، [۱۱۱]و[۱۱۱] را ممکن می سازد و به این ترتیب جذب فرود عمودی امکانپذیر می شود. جذب فرود عمودی در ساختارهای با جهتهای[۱۱۵] و [۱۱۱] بیشتر از دیگر جهتها است[۲۳]. مادهٔ Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub> As یک نیمههادی گاف مستقیم است برای x > x و گاف غیر مستقیم است برای x < x. در حالت گاف غیر مستقیم نوار هدایت شش کمینهٔ یکسان در نقاط X منطقهٔ بریلوئن دارا است. مقدار دقیق x در تقاطع T و X قابل بحث است به علاوه مقدار 77- ه در دمای اتاق به طور عمومی پذیرفته شده است.

تحلیل نظری تانسور جرم مؤثر محور Z سیستم مختصات راستگرد (X,Y,Z) را جهت رشد فراشبکه درنظر میگیریم. در تقریب جرم مؤثر، ساختار نوار هدایت

مواد حجمی را که از فراشبکه ساختهشده این گونه است 
$$\mathrm{E}ig(ec{k}ig)$$

$$E\left(\vec{k}\right) = \sum_{i,j} \hbar^{\mathsf{Y}} k_i k_j / \mathsf{Y} m_{i,j}^* \quad i,j = x,y,z \tag{14}$$

که  $\left(\sqrt{m_{i,j}^*}\right)$  تانسور جرم مؤثر وارون است و معمولاً در نیمههادیهای گاف غیر مستقیم ناهمسانگرد است. مقادیر مؤلفههای  $\left(\sqrt{m_{i,j}^*}\right)$  برحسب جرمهای مؤثر عرضی و طولی  $\left(\sqrt{m_{i,j}^*}\right)$  بهدست میآیند که در امتداد محورهای اصلی درمهای نوار هدایت تعریف می شود.

برای یک مادهٔ درهٔ X شش کمینهٔ یکسان نوار هدایت در نقاط X ناحیهٔ بریلوئن قرار دارد. اگر محورهای اصلی(0و [0.1] و X درههای بیضوی را متناظر با جهتهای[0.1]، [0.1] و  $\pi/7$  قرار دهیم و زاویهٔ بین محور Z را  $\theta$  قرار دهیم که بین 0 بر $\pi/7$  تغیر کند، آنگاه جهت رشد فراشبکه از[0.1]، [0.1]، [101].



شکل۸: نمایش محورهای اصلی و جهتهای رشد مختلف روی کمان دایرهای

با اعمال تبدیل سیستم مختصات از محورهای اصلی(۳و۲و۱) به سیستم مختصات(X,Y,Z) که محور ۳ با جهت رشد فراشبکه (محور Z) همراستا و همجهت است، ما میتوانیم تانسور جرم مؤثر وارون مواد درهٔ X فراشبکهها را برای جهتهای رشد مختلف بهدست آوریم(ضمیمهٔ B). اکنون جذب نوری در فراشبکه را که ناشی از گذارهای الکترونی بین اولین(c) و دومین(c2) زیرباند هدایت میباشد، محاسبه میکنیم[۱۹]:

$$\alpha(\omega) = \frac{\tau \pi^{\mathsf{r}} e^{\mathsf{r}}}{n_{0} m_{0}^{\mathsf{t}} c \omega} \int \frac{\tau d^{\mathsf{t}} k}{(\tau \pi)^{\mathsf{t}}} |\langle \psi_{c_{1}} | \hat{e}.\vec{P} | \psi_{c_{1}} \rangle|^{\mathsf{t}} \left[ f\left(E_{c_{1}}\right) - f\left(E_{c_{1}}\right) \right] \delta\left(E_{c_{1}} - E_{c_{1}} - \hbar\omega\right)$$
(1.2)

که در آن  $m_0 = r_0$  آزاد الکترون،  $n_0 = m_0$  ضریب شکست در طول موج نور فرودی،  $\psi_i$  تابع موج کل حالت زیرباند in، و (E) تابع توزیع فرمی– دیراک است. بُردار  $\hat{e}$  قطبش نور فرودی و  $ar{P}$  عملگر تکانهٔ خطی را نشان میدهد. عناصر ماتریس انتقال عبارتاند از:

$$\left\langle \Psi_{c_{c}}\left(\vec{r}\right) | \hat{e}.\vec{P} | \Psi_{c_{c}} \right\rangle = -i\hbar m_{o} \left( \frac{\hat{e}_{x}}{m_{xx}^{*}} + \frac{\hat{e}_{y}}{m_{xy}^{*}} + \frac{\hat{e}_{z}}{m_{zz}^{*}} \right) \times \left\langle F_{c_{c}}\left(z\right) | \nabla_{z} | F_{c_{c}}\left(z\right) \right\rangle^{(1 \text{F})}$$

که نشان میدهد عناصر غیر صفر ماتریس برای گذارهای نوری در فرود عمودی نور ( $\hat{e}_x \hat{e}_y$ ایا  $\hat{e}_y \cdot \hat{e}_y$ ) آن گاه بهدست میآیند که جملهٔ ضربشده ( $m_{zx}^*$ یا  $\sqrt{m_{zy}}$ ) غیر صفر باشند. این حالت زمانی رخ میدهد که جهت رشد در حداقل یکی از درههای بیضوی نسبت به محورهای اصلی ناهمراستا شده باشد.

## نتايج

شکل۹ طیف عبوری از تابش عمودی را برای آرایهای مربعی از حفرههای ایجادشده در یک فیلم رسانای کامل الکتریکی نشان

میدهد. طول موج قطع مد اصلی موجبر  $\lambda_{\rm c} = 7a$  است. بنابراین برای  $\lambda_{\rm c} < \lambda$  مدهای موجبر در داخل حفرهها میرا خواهند شد. این نتیجه برای تقریب تکمد موجبر میباشد که در آن تنها مد اصلی  $TE_{\rm old}$  در بسط مدها در داخل موجبر درنظر گرفته شده است. قسمت پایین شکل<sup>۹</sup> وابستگی طیفی  $|\Sigma - G|$  و |'G| را نشان میدهد که با توجه به معادلهٔ(۴)  $\mathbf{O} = \mathbf{O} = (\mathbf{G} - \mathbf{C})$ همان طورکه مشاهده میشود یک همخوانی خوبی بین موقعیتهای طیفی بیشینهٔ عبور و طول موجهای با کمینهٔ فاصلهٔ بین  $|\Sigma - \mathbf{C}|$  و |'G| وجود دارد درواقع، این مدهای سطحی هنگامی که به دهانهٔ حفرهها میرسند موجب تشدید میدانهای میرای موجبر درون حفرهها و درنتیجه تشدید در میدان عبوری از حفرهها میشوند.



شکل۹: (بالا)، طیف عبور از میان آرایهای دوبُعدی از حفرههای مربعی ایجادشده در فیلمPEC با ضخامت  $h = \cdot / \tau d$  و  $h = \cdot / \epsilon_{\rm B}$  و محیطهای  ${\cal E}_{\rm III} = {\cal E}_{\rm I} = 1$  را نشان میدهد که در آن دو بیشینه بهوجود آمدهاست. (پایین): طول موجهایی را که در آن مدهای سطحی برانگیخته میشوند( محل تلاقی  $|\Sigma - \Sigma|$  و |G|)) را نشان میدهد.

در شکل ۱۰ منحنی عبور تشدیدی برای سه حالت مختلف نشان داده شده است. منحنی خطو چین مربوط به فلز رسانای کامل الکتریکی و  $I = I = E_{III} = 0$  است، منحنی ممتد نازک مربوط به فلز واقعی و  $I = I = E_{III} = 0$  و منحنی ممتد ضخیم مربوط به فلز واقعی و ۲٫۲۵ =  $I_{III} = 0$  است. پاسخدهی در یک آشکارساز نسبت جریان خروجی( $(\lambda) + 0$ ) به توان تابشی( $(\phi \cdot hv)$ ) می باشد و عبارت است از:  $h / (\lambda) = (\lambda)$  [۲۰] که p بار الکترون، hv انرژی نور تابشی،  $\phi$  شار تابشی و  $(\lambda)$  بهرهٔ کوانتومی است.



شکل ۱۰: منحنی خطچین مربوط به فلز رسانای کامل الکتریکی و شکل ۱۰: منحنی منحنی ممتد نازک مربوط به فلز واقعی و  $\mathcal{E}_{\rm III} = \mathcal{E}_{\rm I} = \mathbf{1}$  و منحنی ممتد ضخیم مربوط به فلز واقعی و  $\mathcal{E}_{\rm III} = \mathcal{E}_{\rm I} = \mathbf{1}$  است.

کمیت بهرهٔ کوانتومی در کارآیی یک آشکارساز عاملی تعیینکننده بهشمار میرود و تابعی از مؤلفههای ساختاری کاواک تشدید و ناحیهٔ فعال، تعداد چاهها و ضریب جذب می باشد. چگونگی وابستگی این کمیتها به مؤلفههای مذکور در محاسبات مربوط به مدل سازی آشکارسازهای چاه کوانتومی چالش اصلی می باشد. بهرهٔ کوانتومی کل آشکارساز هنگامی که ناحیهٔ فعال آن متشکل از N چاه کوانتومی می باشد بنابر رابطهٔ (۱۱) به صورت زیر تعریف می شود که  $(\lambda)$  کریب جذب و D ضخامت یک چاه کوانتومی است:

$$\eta_{a} = (1 - R_{1}) \left(1 - e^{-N\alpha d}\right) \frac{\left(e^{-\alpha_{ex}L_{1}} + R_{y}e^{-\alpha_{ex}L_{y}}e^{-\alpha_{c}d}\right)}{\left[1 - \tau\sqrt{R_{1}R_{y}}e^{-\alpha_{c}L} + R_{1}R_{y}e^{-\gamma\alpha_{c}L}\right]} (11)$$

براساس مدل نظری تزویج مد که ما برای تفسیر نحوهٔ عملکرد فیلم فلزی حفرهدار در برابر تابش نور در نظر گرفتیم و همچنین مدل انعکاسهای چندگانهٔ نور که درون محیط کاواک تشدید ارائه دادیم، پاسخدهی آشکارساز افزایش یافت و همچنین مشاهده میشود که بیشینهٔ پاسخدهی متناظر است با بیشینهٔ عبور غیرعادی نور از فیلم فلزی حفرهدار.

شکل ۱۱ منحنی عبور از لایهٔ فلزی حفرهدار با ضخامت شکل ۱۱ منحنی عبور از لایهٔ فلزی حفرهدار با ضخامت  $h = 9 \cdot nm$  و تناوب آرایههای  $l = 7/97 \mu m$  درنتیجهٔ قراردادن آشکارساز درون کاواک پلاسمونی بهوضوح مشخص شده است.



شکل ۱۱: منحنی عبور از لایهٔ فلزی حفرهدار با ضخامت h = ۹۰nm، اندازهٔ حفره a = ۱/۴۸µm و تناوب آرایههای l = ۲/۹۷µm



شکل ۱۱: مقایسهٔ پاسخدهی آشکارساز با کاواک تشدید پلاسمونی و بدون کاواک تشدید

مشخصات سیستم چاه کوانتومی و کاواک پلاسمونی و جداسازها مشخصات سیستم چاه کوانتومی و کاواک پلاسمونی و جداسازها عبارتانداز: عرض سد  $I_{\rm b} = {\rm f}\cdot{\rm nm}$ ، عرض چاه  ${\rm N}={\rm l}\cdot{\rm nm}$ ، آلایش چاه  ${\rm v}^{-{\rm r}}={\rm sold}$ , ای تعداد  ${\rm v}^{-{\rm r}}={\rm sold}$  کوانتومی در دمای  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}$ ، برای تعداد  ${\rm v}^{-{\rm r}}={\rm sold}$  با درصد  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}$  و در پیشولت اعمالی  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}$  با درصد مولار آلومینیوم  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}$ , با درصد  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}$  و در پیشولت اعمالی  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}}$  با درصد مولار آلومینیوم  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}$ , جا مواز دو از معالی  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}$  معارتانداز:  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}}$  و  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}}$  و  ${\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}}$  مادون قرمز آزاد الکترون است. برای فلز طلا در محدودهٔ مادون قرمز مراز آزاد الکترون است. برای فلز طلا در محدودهٔ مادون قرمز مراز ازاد الکترون است. برای فلز طلا در محدودهٔ مادون قرمز مراز معانی({\rm sold})} میانی({\rm sold})} + {\rm value}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}}={\rm sold}^{-{\rm r}} میانی({\rm sold})} مرابر است با محمودی برابر است با معانی({\rm sold})} مرابر است با [{\rm sold}^{-{\rm r}}]

## بحث و نتيجه گيرى

استفاده از ساختارهای چاه کوانتومی بهمنظور کاربرد در تصویربرداری و طیفنگاری زیستی در حال گسترش است و بهطور عمده آشکارسازی طول موجهای مادون قرمز میانی بسیار مورد توجه قرار دارد. ساخت آرایههای صفحهٔ کانونی از آشکارسازهای

چاه کوانتومی در محدودهٔ طیفی مادون قرمز نیازمند حساسیت بالا و پاسخدهی مناسب آن است که این امر به عمق نفوذ نور به داخل لایههای زیرین چاههای کوانتومی وابسته است. کمیت پاسخدهی آشکارساز، سرعت تبدیل سیگنال اپتیکی به سیگنال الکتریکی را نشان میدهد و هرچه میزان آن بیشتر باشد، کارآیی و حساسیت آشکارساز که در تکنولوژی تصویربرداری با دقت بالا پارامتری اساسی بهشمار میآید، بیشتر خواهد بود.

در این مقاله جهت شبیهسازی آشکارسازهای چاه کوانتومی که روی آن لایهٔ فلزی حفرهدار و روی زیرلایهٔ گالیوم آرسناید نیز لایهٔ فلزی مسطح نشانده شده است، مدلی ارائه دادیم که براساس آن پاسخدهی آشکارساز افزایش مییابد و همچنین بیشینههای بهوجودآمده در طیف پاسخدهی بر بیشینههای طیف عبوری از لایهٔ فلزی حفرهدار منطبق است.

نتیجهٔ کار تجربی کریشنا و همکاران در دانشگاه نیومکزیکو که با استفادهٔ لایهٔ فلزی طلا با حفرههای دایرهایشکل برروی چاههای کوانتومی InAs Ga., As در آن نقاط کوانتومی InAs نشانده شده است، افزایش پاسخدهی متناسب با میزان عبور از حفرههای فلزی را گزارش کرده است[۲۲]. لذا نتایج تجربی گزارششده نیز افزایش حساسیت سیستم آشکارساز چاه کوانتومی در طول موجهای مادون قرمز میانی با بهره گیری از نانو لایهٔ فلزی حفرهدار برای آشکارسازی مؤثرتر آنزیم تروپونین I را امکان پذیر میداند.

در این پژوهش شبیه سازی اثر عبور غیرعادی نور از لایهٔ فلزی حفره دار با درنظر گرفتن تک مد اصلی موجبر که کمترین میزان میرایی و بیشترین سهم در میزان عبور نور از حفره ها را دارا است صورت گرفته است، لذا درنظر گرفتن مدهای موجبر مراتب بالاتر که در طیف عبور نور از حفره ها سهیم هستند هرچند میرایی بالاتری دارند، به عنوان ایده ای برای طرحهای آتی پیشنهاد می شود.

#### ضميمهA

در روش تزویج مد بُردارهای موج بلاخ برای دو ناحیهٔ بالا و پایین لایهٔ فلزی حفرهدار بهصورت:

(1)

$$\vec{K}_{mn} = \vec{K}_i + m \frac{\tau \pi}{d_x} \hat{u}_x + n \frac{\tau \pi}{d_y} \hat{u}_y$$

بسط داده می شوند که در آن  $K_i$  مؤلفهٔ عرضی بُردار موج تخت فرودی برروی لایهٔ فلزی است. بُردارهای این امواج بلاخ در فضای حقیقی  $r=x\hat{u}_x + y\hat{u}_y$  برای قطبش S عبارتانداز:

$$\langle \vec{r} \mid \vec{K}_{mn}, \sigma = \rangle = \frac{e^{i\vec{K}_{mn}.\vec{r}}}{\mid \vec{K}_{mn} \mid \sqrt{d_x d_y}} \begin{pmatrix} -K_y^{(n)} \\ K_x^{(m)} \end{pmatrix} (\gamma)$$

و برای امواج با قطبش P:  

$$\langle \vec{r} \mid \vec{K}_{mn}, \sigma = \tau \rangle = \frac{e^{i\vec{K}_{mn},\vec{r}}}{\mid \vec{K}_{mn} \mid \sqrt{d_x d_y}} \begin{pmatrix} K_x^{(m)} \\ K_y^{(n)} \end{pmatrix}$$
 (٣)

میباشد. ناحیهٔ میانی متناظر است با فیلم فلزی حفرهدار که میدان در آن برحسب مدهای موجبر حفره (q<sub>l,s</sub>,γ | بسط داده میشود. همچون امواج بلاخ این مدها نیز با شاخصهای سهتایی مشخص میشوند: قطبش γ، 1 و S که بُردار موج عرضی را بهصورت:

$$\vec{q}_{l,s} = l \frac{\pi}{a_x} \hat{u}_x + s \frac{\pi}{a_y} \hat{u}_y$$
<sup>(f)</sup>

توصیف میکند. بردارهای مدTE (۲=۱) و مد TM(۲=γ) عبارتانداز:

$$\langle \vec{r} | \vec{q}_{l,s}, \gamma = i \rangle = \begin{pmatrix} \frac{s\pi}{a_y |q_{l,s}|} & \sqrt{\frac{r(r - \delta_{l,0})}{a_x a_y}} & \cos \frac{l\pi}{a_x} (x + \frac{a_x}{r}) \sin \frac{s\pi}{a_y} (y + \frac{a_y}{r}) \\ - \frac{l\pi}{a_x |q_{l,s}|} & \sqrt{\frac{r(r - \delta_{s,0})}{a_x a_y}} & \sin \frac{l\pi}{a_x} (x + \frac{a_x}{r}) \cos \frac{s\pi}{a_y} (y + \frac{a_y}{r}) \end{pmatrix}$$

$$\langle \vec{r} | \vec{q}_{l,s}, \gamma = \gamma \rangle = \begin{pmatrix} \frac{l\pi}{a_x | q_{l,s} |} & \sqrt{\frac{\gamma(\tau - \delta_{l,0})}{a_x a_y}} & \cos \frac{l\pi}{a_x} \left( x + \frac{a_x}{\tau} \right) \sin \frac{s\pi}{a_y} \left( y + \frac{a_y}{\tau} \right) \\ \frac{s\pi}{a_y | q_{l,s} |} & \sqrt{\frac{\gamma(\tau - \delta_{s,0})}{a_x a_y}} & \sin \frac{l\pi}{a_x} \left( x + \frac{a_x}{\tau} \right) \cos \frac{s\pi}{a_y} \left( y + \frac{a_y}{\tau} \right) \end{pmatrix}$$

of cardiac troponin I. Sensors and Actuators B. 2010; 147: 298-303.

- 4. Fleischmann M, Hendra PJ, McQuillan AJ. Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode. Chem. Phys. Lett. 1974; 26: 163–6.
- 5. Jeanmaire DL, Van Duyne RP. Surface Raman spectroelectrochemistry part I. Heterocyclic, aromatic, and Aliphatic Amines adsorbed on the anodized silver electrode. J. Electroanal. Chem. 1977; 84: 1-20.
- Albrecht MG, Creighton JA. Anomalously intense Raman spectra of pyridine at a silver electrode. J. Amer. Chem. Soc. 1977; 99: 5215–7.

جدول۱: مؤلفههای تانسور جرم مؤثر وارون مواد درهٔ X در فراشبکههای با شش جهت رشد متفاوت

مؤلفههای تانسور جرم مؤثر وارون مواد درهٔ X در فراشبکههای با شش جهت رشد متفاوت در جدول ۱ آمده است. در این جدول برای فراشبکههایی که در شش جهت مختلف جهتدهی شدهاند، حالتهای پایهٔ بیضوی را که بیشترین مقدار وارون جرم مؤثر را دارند محاسبه شده است که در آن $m_t = -\frac{1}{2}$ و

ضميمه B

مى باشد.  $m_{\rm H} = N_{\rm I} N m_{\rm s}$ 

ى جهك رىسە مىغاۋى			
$\left(\frac{1}{m_{zz}^{*}}\right)$	$\left(\frac{\imath}{m_{zy}^{*}}\right)$	$\left(\frac{1}{m_{zx}^{*}}\right)$	جهت رشد
√m <sub>i</sub>	0	0	[]
$\frac{\texttt{Y} \Delta m_{t} + \texttt{Y} m_{t}}{\texttt{Y} \vee m_{t} m_{t}}$	0	$\frac{\sqrt{\Delta \cdot}(m_{l} - m_{l})}{\mathrm{V} m_{l} m_{l}}$	[116]
<u> ۹mլ+۲mլ</u> ۱ ۱ՠլ ՠլ	0	$\frac{\sqrt{1\lambda}(m_{\rm l}-m_{\rm l})}{1000}$	[118]
$\frac{\mathrm{Y}\mathrm{m}_{\mathrm{l}}\mathrm{+}\mathrm{m}_{\mathrm{l}}}{\mathrm{Y}\mathrm{m}_{\mathrm{l}}\mathrm{m}_{\mathrm{l}}}$	0	$\frac{\sqrt{r}(m_{l}-m_{l})}{rm_{l}m_{l}}$	[117]
$\frac{\underline{m}_{t} + \underline{\tau}\underline{m}_{t}}{\underline{\tau}\underline{m}_{t}\underline{m}_{t}}$	0	$\frac{\sqrt{r}(m_{i}-m_{i})}{rm_{i}m_{i}}$	[\\\]
$\frac{\underline{m_l + m_l}}{\overline{m_l}\overline{m_l}}$	<u>(m, -m, )</u> Ծm, m,	0	[110]

## References

- 1. McLaurin MD, Apple FS, Voss EM, Herzog CA, Sharkey SW. Cardiac troponin I, cardiac troponin T, and creatine kinase MB in dialysis patients without ischemic heart disease: evidence of cardiac troponin T expression in skeletal muscle. Clin. Chem. 1997; 43: 976-82.
- 2. Bagh ADR. Cardiac Troponin I (cTnI): New generation cardiac marker of choice, Technical Series by Tulip Group, India. http://www.tulipgroup.com/Common\_New/ Tech\_Pubs\_PDF/CKTech.pdf Sighted on March 12, 2012.
- 3. Wen YW, Zhi-Ping B, Wei W, Jun-Jie Z. PDMS gold nanoparticle composite filmbased silver enhanced colorimetric detection

- 7. Maier SA. Plasmonics: Fundamentals and applications. 2007; Springer, New York.
- 8. Kerker M, Wang DS, Chew H. Surface enhanced Raman scattering (SERS) by molecules adsorbed at spherical particles: errata. Appl. Opt. 1980; 19(24): 4159–74.
- 9. Kumarswami N. Multiplexing immunoassay with SERS, A talk presented at NPL, London, UK. http:// www.npl.co.uk/upload/pdf/sers.pdf Sighted on March 12, 2012.
- 10. Ebbesen TW, Lezec HJ, Ghaemi HF, Thio T, Wolff PA. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. Nature 1998; 391: 667-9.
- Lee SC, Krishna S, Brueck SR. Quantum dot infrared photodetector enhanced by surface plasma wave excitation. Opt Express 2009: 17(25): 23160-8.
- Rosenberg J, Shenoi RV, Krishna S, Painter O. Design of plasmonic photonic crystal resonant cavities for polarization sensitive infrared photodetectors. Optics Express, 2010; 18(4): 3672-86.
- 13. Yu Z, Veronis G, Fan S, Brongersma ML. Opt .Lett. 2006; 89: 151116-1-3.
- 14. GarciaVidal FJ, Martin-Moreno L, Ebbesen TW, Kuipers L. Light passing through

subwavelength apertures. Rev. Mod. Phys. 2010; 82(1): 729-87.

- Selim U, Strite S. Resonant cavity enhanced photonic devices. J. Appl. Phys. 1995; 78: 230-4.
- Xie K, Zhao JH, Shi Y. Resonant Cavity Enhanced GaInAsSb-AlAsSb Photodetector Grown by MBE for Mid-IR Applications. IEEE Photonics. Lett. 1996; 8: 1230-5.
- Singh J. Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures. 2003; Cambridge University Press, New York.
- Strikha VI, Vyshsaya S. Contact phenomena in semiconductors. J. Appl. Phys. 1982; 224: 1749-62.
- Xie H, Katz J, Wang WI. Orientation of intersubband absorption in AlAs/GaAIAs X valley superlattices. J. Appl. Phys. 1992; 72(8): 3681-6.
- 20. Rhods WT. Quantum well infrared photodetectors. 2007; Springer, Berlin.
- 21. Marvin JW. Handbook of Optical Materials. 2003; CRC Press, Florida.
- 22. Lee SC, Krishna S, Brueck SRJ. Plasmonic-Enhanced Photodetetors for Focal Plane Arrays. IEEE Photonics Technology 2011; 23(14): 935-7.