

تأثیر جرم مؤثر وابسته به مکان بر روی خواص اپتیکی میله کوانتومی

رضا خرداد و بهاره میرحسینی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه یاسوج
پست الکترونیکی: khordad@mail.yu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۱/۱/۲۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۲/۸/۲۸)

چکیده

در این مقاله، ابتدا یک رابطه تحلیلی برای جرم مؤثر وابسته به مکان برای میله کوانتومی $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ به دست آورده شده است. سپس، تأثیر جرم مؤثر وابسته به مکان بر روی ضریب جذب اپتیکی و تغییرات ضریب شکست در میله کوانتومی بررسی شده است. محاسبات عددی با استفاده از هر دو جرم مؤثر ثابت و جرم مؤثر وابسته به مکان گردآوری شده است. در اینجا، ضریب جذب و ضریب شکست خطی، غیر خطی و کل به صورت تابعی از شدت اپتیکی فرودی و پارامترهای ساختاری سیستم از جمله طول میله و شعاع میله را محاسبه شده است. نتایج به دست آمده برای این کار نشان می‌دهند که جرم مؤثر وابسته به مکان نقش مهمی در ضریب جذب اپتیکی و تغییرات ضریب شکست مربوط به میله کوانتومی ایفا می‌کند.

واژه‌های کلیدی: میله کوانتومی، خواص اپتیکی خطی و غیرخطی، تغییرات ضریب شکست

۱. مقدمه

کامپیوترهای کوانتومی، حافظه‌های اپتیکی^۱، ماشین‌های خودکار سلولی^۲ و آشکارسازهای نوری مادون قرمز اشاره نمود [۲-۷]. پس از اینکه اساکي و تسو پیشنهاد اولیه خود را در مورد سیم‌های کوانتومی و نقطه‌های کوانتومی ارائه کردند [۸]، پیشرفت‌ها در این زمینه سرعت بیشتری یافت. مواد جدید و تکنولوژی‌های رشد پیشرفته‌تر، باعث تولید سیستم‌های جدیدی شد که الکترون‌ها را در یک، دو یا سه بعد محدود می‌کردند. مطالعات در زمینه‌های مختلف روی این ساختارها شروع شد و

در دهه گذشته، ساختار نیم رسانا با بعد پایین، به دلیل خواص ویژه و کاربردهای فراوان، توجه بسیاری زیاد از دانشمندان را به خود جلب کرده است. این نانو ساختارها، شاخه‌های جدیدی در علوم فیزیک و شیمی ایجاد نموده‌اند و با توجه به کاربردهای گسترده‌ای که در قطعات اپتوالکترونیکی دارند، مطالعات زیادی بر روی آنها انجام شده است [۱]. مثال‌هایی از این نانو ساختارها شامل سیم کوانتومی، چاه کوانتومی، نقطه کوانتومی و میله کوانتومی می‌باشند. از کاربردهای اپتیکی این ساختارهای نیم رسانا می‌توان به لیزرهای نیم رسانا،

۱. Optical memories

۲. Cellular automata

انرژی بستگی دهنده در نقطه کوانتومی مورد مطالعه قرار داده‌اند. الیسی تأثیر فشار هیدرواستاتیک بر انرژی بستگی با ناخالصی دهنده را در سد کوانتومی محاسبه کرده است [۲۳]. اخیراً پیتر و همکارانش اثر هم‌زمان دما و فشار را در سد کوانتومی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ بررسی کرده‌اند [۲۴]. اطلاعات بیشتر در این زمینه و برای سیستم‌های دیگر را می‌توان در منابع زیر مطالعه نمود [۲۵-۳۲].

یکی از عوامل مهم و جالب، تأثیر جرم مؤثر غیر ثابت (وابسته به مکان) بر روی خواص اپتیکی نانو ساختارها می‌باشد. در این مقاله، قصد داریم تأثیر این عامل را در یک میله کوانتومی مورد بررسی قرار دهیم.

۲. هامیلتونی و ویژه توابع

هامیلتونی یک الکترون در یک میله کوانتومی عبارت است از:

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(\rho), \quad (1)$$

که در آن m^* جرم مؤثر و $V(\rho)$ پتانسیل محدود کننده می‌باشد، که رابطه آن به شکل زیر است [۳۳]

$$V(\rho) = \begin{cases} 0 & \rho \leq R \\ V_0 & \rho > R \end{cases}, \quad (2)$$

که در آن V_0 ارتفاع پتانسیل بین $GaAs$ و $Al_xGa_{1-x}As$ است و می‌تواند بر حسب ناپیوستگی گاف نواری (ΔE_G) تعیین شود. فرض می‌کنیم که ارتفاع پتانسیل، $0.6 \Delta E_G$ اختلاف گاف نواری بین دو ماده باشد. این ناپیوستگی گاف نواری (ΔE_G) برابر با عمق چاه (V_0) می‌باشد و از رابطه زیر به دست می‌آید

$$V_0 = \Delta E_G = 0.6(1.04x + 0.47x^2)(\text{eV}), \quad (3)$$

در اینجا x غلظت آلومینیوم است. لازم به ذکر است که انتخاب ارتفاع پتانسیل به صورت $0.6 \Delta E_G$ اختلاف گاف نواری بین دو ماده، از مراجع [۳۲ و ۳۳] گرفته شده است.

برای حل معادله شرودینگر، از روش جداسازی متغیرها استفاده می‌کنیم. ابتدا متغیر z را از ρ و φ جدا می‌کنیم. جواب حاصل ضربی زیر $\psi(\rho, \varphi, z) = \vartheta(\rho, \varphi)\omega(z)$ را در معادله شرودینگر جایگزین کرده و سپس طرفین را بر $\vartheta\omega$ تقسیم می‌کنیم. بنابراین خواهیم داشت:

یکی از زمینه‌های مورد توجه، مطالعه بر روی خواص اپتیکی این ساختار بود چرا که در این سیستم‌ها تغییر حالت یک الکترون تغییراتی اساسی را به وجود می‌آورد. تحلیل‌های نظری زیادی برای تغییرات ضریب شکست و ضریب جذب با گذار اپتیکی در سدهای کوانتومی تکی و چندگانه ارائه شده است. مثلاً کان^۱ و همکارانش تأثیرات میدان الکتریکی را بر روی ضریب شکست و ضریب جذب در یک سد کوانتومی با ساختارهای متشکل از چند ماده، بررسی نمودند [۹]. تغییرات ضریب شکست خطی و ضریب جذب برای سد کوانتومی سهموی توسط چانگ و آن محاسبه شد [۱۰]. اخیراً شی و پان ضریب جذب خطی و غیر خطی را برای سیستم‌های نیم‌رسانای ابرشبهه بررسی نمودند [۱۱].

همان‌طور که می‌دانیم، عوامل خارجی مختلف باعث تغییر خواص اپتیکی نانو ساختارها می‌شوند. از این عوامل خارجی می‌توان به میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی خارجی، ناخالصی‌ها، دما، فشار و غیره اشاره کرد. تاکنون مطالعات زیادی در این زمینه و برای بررسی بیشتر این تغییرات انجام شده است [۱۲-۱۴]. انرژی بستگی سد کوانتومی با ناخالصی هیدروژنی دهنده توسط باستارد بررسی شده است [۱۵]. آتویان و همکارانش بیانی تحلیلی برای ضریب جذب بین لایه‌ای در نقطه کوانتومی سهموی با حضور میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی، ارائه نموده‌اند [۱۶]. کازاریان و همکارانش تأثیر انرژی‌های بستگی و انرژی کل ناخالصی را بر روی میزان میدان مغناطیسی در نقطه کوانتومی، مطالعه نموده‌اند [۱۷]. تأثیرات دما در سد کوانتومی $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ توسط الیسی بررسی شده است [۱۸]. موساوی و همکارانش اثر دما بر اکسایتون مقید در نقطه کوانتومی استوانه‌ای را با استفاده از تقریب جرم مؤثر به دست آورده‌اند [۱۹]. تأثیرات فشار نیز در زمینه‌های مختلف بررسی شده است. پرز-مرچانکانو و همکارانش [۲۰]، موسکوسو-مورنو و همکارانش [۲۱]، و جراردین جایام و همکارانش [۲۲] تأثیرات فشار هیدرواستاتیک را بر روی

۱. Kan

جواب کامل به صورت زیر است

$$\psi(\rho, \varphi, z) = J_n(\gamma\rho)e^{in\varphi}(A \sin \alpha z + B \cos \alpha z). \quad (11)$$

باید توجه کرد که تابع موج برای $\rho > R$ را می‌توان در شرایط مشابه به دست آورد. در این حالت عبارت $k^2 = 2m^*E/\hbar^2$ تبدیل به عبارت $q^2 = 2m^*(E - V_0)/\hbar^2$ می‌شود. باید به این نکته توجه کرد که تابع موج باید در بینهایت صفر شود. با استفاده از روش جدا سازی، همانند قسمت قبل، تابع موج به صورت زیر خواهد بود

$$\psi(\rho, \varphi, z) = H_m(\sigma\rho)e^{im\varphi}e^{\pm i\beta z}. \quad (11)$$

$$\sigma^2 = q^2 - \beta^2 \text{ می‌باشد و } H_m(\gamma\rho)$$

می‌توان با به کار بردن شرایط مرزی بر روی توابع موج و مشتق اول آن، ویژه مقادیر انرژی را به دست آوریم.

۳. جرم مؤثر وابسته به مکان

در مطالعات گذشته جرم مؤثر حامل بار در ناحیه سد و داخل چاه ثابت در نظر گرفته می‌شد. اما می‌دانیم که این جرم مؤثر می‌تواند به مکان حامل بار نیز بستگی داشته باشد و از مکانی به مکان دیگر تغییر کند. بر این اساس به دنبال راهی برای بیان این نکته بوده‌ایم و متوجه شدیم که تاکنون، کارهای زیادی بر روی جرم مؤثر وابسته به مکان در چندین نانو ساختار، نظیر چاه کوانتومی، سیم کوانتومی و نقاط کوانتومی انجام شده است [۲۷-۳۰]. این کارها بر روی هر دو مدل سد متناهی و نامتناهی متمرکز شده‌اند. در این قسمت قصد داریم، یک عبارت تحلیلی برای جرم مؤثر وابسته به مکان در یک میله کوانتومی و برای پتانسیل محدود به دست آوریم. لازم به ذکر است که این رابطه تاکنون گزارش نشده است.

برای هر مدل محدود، از آنجا که تونل زنی در درون سد ممکن است، باید جرم سد نیز همچنین در محاسبات جرم مؤثر وابسته به مکان در نظر گرفته شود. در این ارتباط، رابطه زیر را پیشنهاد می‌کنیم

$$\frac{1}{m^*(\rho)} = A + B\rho^2, \quad (12)$$

که در آن A و B باید توسط مرزی تعیین شوند. با به کار بردن

$$\frac{1}{\omega(z)} \frac{d^2\omega}{dz^2} + \frac{1}{\mathcal{G}(\rho, \varphi)} \times \left(\frac{\partial^2 \mathcal{G}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \right) \mathcal{G}(\rho, \varphi) = 0, \quad (4)$$

که بر رابطه زیر دلالت می‌کند:

$$-\frac{1}{\omega(z)} \frac{d^2\omega}{dz^2} = \frac{1}{\mathcal{G}(\rho, \varphi)} \times \left(\frac{\partial^2 \mathcal{G}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \mathcal{G} \right) = \alpha^2. \quad (5)$$

α^2 ، ثابت جداسازی و $k^2 = 2m^*E/\hbar^2$ در حالت $\rho < R$ می‌باشد. برای $\omega(z)$ ، جواب موج ایستاده را به صورت زیر پیدا می‌کنیم:

$$\omega(z) = A \sin \alpha z + B \cos \alpha z \quad (6)$$

که در آن A و B پارامترهای ثابت هستند. برای تابع $\mathcal{G}(\rho, \varphi)$ ، معادله زیر را به دست می‌آوریم:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{G}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \gamma^2 \mathcal{G} = 0, \quad (7)$$

که در آن $\gamma^2 = k^2 - \alpha^2$ می‌باشد. اکنون می‌توان متغیرهای ρ و φ را جداسازی کرد. حاصل ضرب $\mathcal{G} = u(\rho)\chi(\varphi)$ را پیشنهاد می‌کنیم و آن را در معادله بالا قرار می‌دهیم. اکنون خواهیم داشت

$$\frac{\rho^2}{u(\rho)} \left(\frac{d^2u}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{du}{d\rho} + \gamma^2 \right) = -\frac{1}{\chi(\varphi)} \frac{d^2\chi}{d\varphi^2} = n^2 \quad (8)$$

ثابت جداسازی n^2 باید صحیح باشد، زیرا جواب زاویه‌ای $\chi = e^{in\varphi}$ باید در شرایط مرزی صدق کند.

$$\frac{d^2u}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{du}{d\rho} \left(\gamma^2 - \frac{n^2}{\rho^2} \right) u = 0. \quad (9)$$

اکنون در رابطه بالا، آرگومان شعاعی $r = \gamma\rho \rightarrow \rho$ را جایگزین می‌کنیم و طرفین را به γ^2 تقسیم می‌کنیم. قسمت شعاعی تابع موج به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} \left(1 - \frac{n^2}{r^2} \right) u = 0. \quad (10)$$

برای $v = n$ معادله بالا، یک معادله دیفرانسیل بسل معمولی است. برای $\rho < R$ ، جواب‌های $J_n(\gamma\rho)$ به کار می‌بریم زیرا جواب مستقل دوم در مبدأ نامنظم و غیر قابل قبول است.

شرایط مرزی، داریم:

الف) برای $\rho = 0$

$$\frac{1}{m^*(\rho)} = A = \frac{1}{m^*_w}, \quad (13)$$

ب) برای $\rho = R$

$$\frac{1}{m^*(R)} = A + BR^2 = \frac{1}{m^*_b}, \quad (14)$$

جرم مؤثر GaAs با غلظت به صورت

$$m^*_b = m^*(0,067 + 0,835x)$$

مرزی A و B تعیین می‌شوند. با قرار دادن شرایط مرزی در

معادله (۶)، جرم مؤثر وابسته به مکان برای میله کوانتومی به

صورت زیر به دست می‌آوریم

$$\frac{1}{m^*(\rho)} = \frac{1}{m^*_w} \left[1 - \frac{r^2 \Delta}{R^2} \right] \quad (15)$$

که در آن $\Delta = \frac{0,835x}{m^*_w}$ می‌باشد.

۴. تغییرات ضریب شکست و ضریب جذب

برای محاسبه تغییرات ضریب شکست و ضریب جذب برای

ساختار میله کوانتومی مربوط به گذار ایتیکی بین دو حالت

الکترونی، ابتدا باید ماتریس چگالی را به دست آوریم. فرض

می‌کنیم سیستم تحت تأثیر میدان مغناطیسی به شکل زیر

برانگیخته شده است:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) = \tilde{E} e^{i\omega t} + \tilde{E}^* e^{-i\omega t}. \quad (16)$$

برای سادگی مسئله فرض می‌کنیم موج فرودی در راستای Z

قطبیده شده باشد. پس می‌توان برای تابع وابسته به زمان

ماتریس چگالی ρ ، رابطه زیر را نوشت [۳۲ و ۳۳].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 - qx E(t), \rho] - \Gamma(\rho - \rho^{(0)}), \quad (17)$$

که در آن H_0 هامیلتونی سیستم بدون میدان الکترومغناطیسی

$E(t)$ ، q بار الکترواستاتیکی، $\rho^{(0)}$ عملگر ماتریس چگالی

مختل نشده، علامت $[A, B]$ ، جابه‌جاگر مکانیک کوانتومی و Γ

عملگر کنترل میرایی در اثر برهمکنش الکترون-فونون یا برخورد

بین الکترون‌ها و غیره می‌باشد. فرض می‌شود Γ ماتریسی قطری

بوده و عناصر آن برابر با وارون زمان واهلش T می‌باشند. برای

حل معادله (۸) از روش تکرار استفاده شده است [۳۲]:

$$\rho(t) = \sum_n \rho^{(n)}(t), \quad (18)$$

$$\frac{\partial \rho_{ij}^{(n+1)}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} \left\{ \left[H_0, \rho^{(n+1)} \right]_{ij} - i\hbar \Gamma_{ij} \rho_{ij}^{(n+1)} \right\} - \frac{1}{i\hbar} \left[qx, \rho^{(n)} \right]_{ij} E(t). \quad (19)$$

این مسئله برای یک سیستم الکترونی دوترازه حل شده تا از

پیچیدگی آن کاسته شود. از سویی قطبش پذیری الکترونی

$P(t)$ و پذیرفتاری $\chi(t)$ را می‌توان با کمک عملگر دوقطبی

M و ماتریس چگالی ρ به صورت زیر تعریف نمود:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \tilde{E} e^{-i\omega t} + \varepsilon_0 \chi(-\omega) \tilde{E}^* e^{i\omega t} \\ = \frac{1}{V} \text{Tr}(\rho M), \quad (20)$$

که V حجم سیستم و ρ ماتریس چگالی تک الکترون

می‌باشد. همچنین ε_0 گذردهی خلأ و نماد Tr یا رد مجموع

عناصر قطر اصلی هر ماتریس را نشان می‌دهد.

شکل تحلیلی پذیرفتاری خطی $\chi^{(1)}$ و غیرخطی $\chi^{(3)}$ به

شکل زیر می‌باشد [۱۲]. برای پذیرفتاری خطی داریم:

$$\varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) = \frac{\sigma_v |M_{21}|^2}{E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{21}}, \quad (21)$$

و برای پذیرفتاری غیر خطی مرتبه سوم داریم:

$$\varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega) = - \frac{\sigma_v |M_{21}|^2 |E|^2}{E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{21}} \left[\frac{4|M_{21}|^2}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 - (\hbar\Gamma_{21})^2} - \frac{(M_{22} - M_{11})^2 |E|^2}{(E_{21} - i\hbar\Gamma_{21})(E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{21})} \right]. \quad (22)$$

پذیرفتاری $\chi(\omega)$ ، با تغییرات ضریب شکست به صورت زیر

رابطه دارد [۳۴]:

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \text{Re} \left(\frac{\chi(\omega)}{2n_r^2} \right), \quad (23)$$

که در آن n_r ضریب شکست می‌باشد. با استفاده از روابط قبل

تغییرات ضریب شکست خطی و غیرخطی را می‌توان به

صورت زیر نوشت:

از سوی دیگر، پذیرفتاری $\chi(\omega)$ نیز با ضریب جذب $\alpha(\omega)$ ارتباط دارد، که توسط رابطه زیر بیان می‌شود [۳۲]:

$$\alpha(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_R}} \text{Im}[\epsilon_0 \chi(\omega)]. \quad (29)$$

در اینجا ϵ_R بخش حقیقی گذردهی الکتریکی و $\chi(\omega)$ تبدیل فوریه $\chi(t)$ با وابستگی $\exp(-i\omega t)$ می‌باشد.

ضریب جذب خطی و غیر خطی مرتبه سوم را با توجه به روابط بالا می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\alpha^1(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_R}} \left[\frac{\sigma_V \hbar \Gamma_{12} |M_{21}|^2}{(E_{12} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \right], \quad (30)$$

$$\alpha^3(\omega, I) = (-\omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_R}} \left(\frac{I}{2\epsilon_0 n_r c} \right) \times \frac{|M_{21}|^2 \sigma_V \hbar \Gamma_{12}}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2]^2} \times 4|M_{21}|^2 \times \left[\frac{|M_{22} - M_{11}|^2 [3E_{21}^2 - 4E_{21}\hbar\omega + \hbar^2(\omega^2 - \Gamma_{12}^2)]}{E_{21}^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \right]), \quad (31)$$

و

ضریب جذب کل را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\alpha(\omega, I) = \alpha^1(\omega) + \alpha^3(\omega, I). \quad (32)$$

۵. بحث و نتایج

در این بخش محاسبات عددی میله کوانتومی $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ را به دست می‌آوریم. پارامترهای مورد استفاده عبارت‌اند از: $n_r = 3,2$, $\sigma_V = 3,0 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$.

$$[\text{۳۲}] \quad \Gamma_{12} = \frac{1}{T_{12}}, \quad T_{12} = 0,2 \text{Ps}$$

شکل ۱، تغییرات ضریب شکست خطی به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $I = 0,4 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ،

$x = 0,2$ و $L = 20 \text{nm}$ و $R = 30 \text{nm}$ رسم شده است. محاسبات با جرم مؤثر ثابت و جرم مؤثر وابسته به مکان می‌باشد.

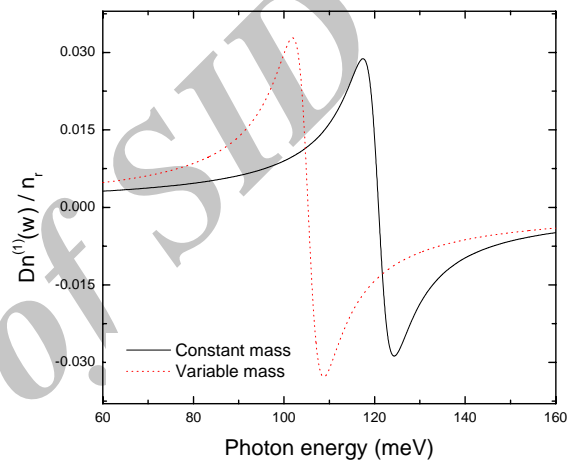
همان گونه که مشاهده می‌شود، تغییرات ضریب شکست خطی برای جرم متغیر افزایش پیدا کند و همچنین به سمت انرژی‌های کمتر جابه‌جا می‌شود. دلیل اصلی برای این رفتار

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{1}{2n_r^2 \epsilon_0} |M_{21}|^2 \sigma_V \left[\frac{E_{21} - \hbar\omega}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 - (\hbar\Gamma_{21})^2} \right], \quad (24)$$

و

$$\frac{\Delta n^{(3)}(\omega)}{n_r} = -\frac{\mu c}{4n_r^2 \epsilon_0} |M_{21}|^2 \frac{\sigma_V I}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 - (\hbar\Gamma_{21})^2]^2} - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21})^2 - (\hbar\Gamma_{21})^2} \{ (E_{21} - \hbar\omega)[E_{21}(E_{21} - \hbar\omega) - (\hbar\Gamma_{21})^2] - (\hbar\Gamma_{21})^2(2E_{21} - \hbar\omega) \}, \quad (25)$$

که در آن σ_V چگالی حامل‌ها در این سیستم، μ نفوذپذیری سیستم،



شکل ۱. تغییرات ضریب شکست خطی به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $I = 0,4 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $x = 0,2$ ، $L = 20 \text{nm}$ و $R = 30 \text{nm}$.

$E_{ij} = E_i - E_j$ اختلاف انرژی بین دو حالت الکترونی و عناصر ماتریسی هستند که به صورت مقابل تعریف می‌شود:

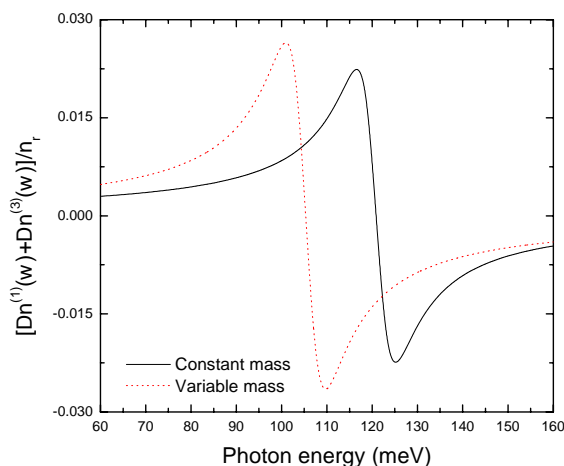
$$M_{ij} = \left| \langle \phi_i | q x | \phi_j \rangle \right| (i, j = 1, 2) \quad (26)$$

در رابطه بالا، I شدت اپتیکی فرودی است که از رابطه زیر به دست می‌آید [۵۳]:

$$I = 2 \sqrt{\frac{\epsilon_R}{\mu}} |E(\omega)|^2 = \frac{2n_r}{\mu c} \quad (27)$$

در رابطه بالا، c سرعت نور در خلاء است. بنابراین تغییرات ضریب شکست کل برابر است با:

$$\frac{\Delta n(\omega)}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\omega)}{n_r}, \quad (28)$$

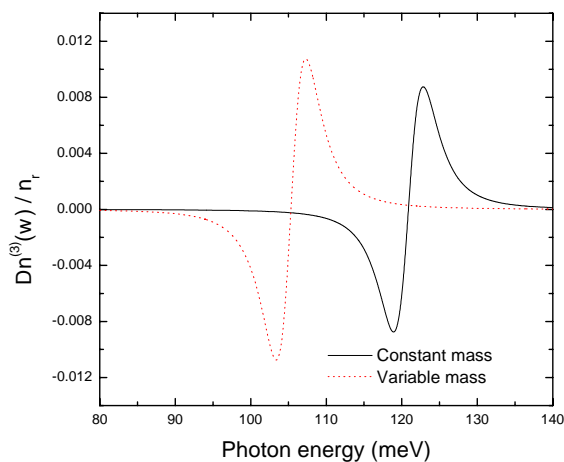


شکل ۳. تغییرات ضریب شکست کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $x=0,2$ ، $I=0,4 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $R=30 \text{ nm}$ و $L=20 \text{ nm}$.

این است که اختلاف انرژی دو حالت الکترونی حالت پایه و اولین حالت برانگیخته کاهش می‌یابد. در شکل ۲، تغییرات ضریب شکست غیرخطی به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $x=0,2$ ، $I=0,4 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $R=30 \text{ nm}$ و $L=20 \text{ nm}$ رسم شده است. دو نمودار بر اساس جرم مؤثر ثابت و جرم مؤثر وابسته به مکان رسم شده‌اند. همان گونه که مشاهده می‌شود، تغییرات ضریب شکست غیرخطی برای جرم متغیر افزایش و انرژی به سمت انرژی‌های پایین‌تر جابه‌جا می‌شود. با توجه به شکل، می‌بینیم که با افزایش شدت اپتیکی، تغییرات ضریب شکست کل کاهش می‌یابد. این رفتار برای دو حالت جرم ثابت و متغیر مشاهده می‌شود. باید به این نکته توجه کرد که شدت اپتیکی بالاتر باعث افزایش جمله غیرخطی می‌شود، اما جمله خطی را تغییر نمی‌دهد. از آنجایی که دو جمله مختلف علامه هستند، هر افزایشی در اندازه جمله غیرخطی سبب افزایش اختلاف بین دو جمله می‌شود.

در شکل ۵، تغییرات ضریب شکست کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای دو طول مختلف میله با $I=0,2 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $x=0,2$ و $R=30 \text{ nm}$ را رسم شده است. می‌توان مشاهده کرد که با افزایش طول میله، ضریب شکست کل (برای جرم متغیر) افزایش می‌یابد. این رفتار ناشی از تغییرات در محدودیت کوانتومی الکترون‌های درون میله می‌باشد.

شکل ۶ ضریب جذب خطی را به صورت تابعی از انرژی

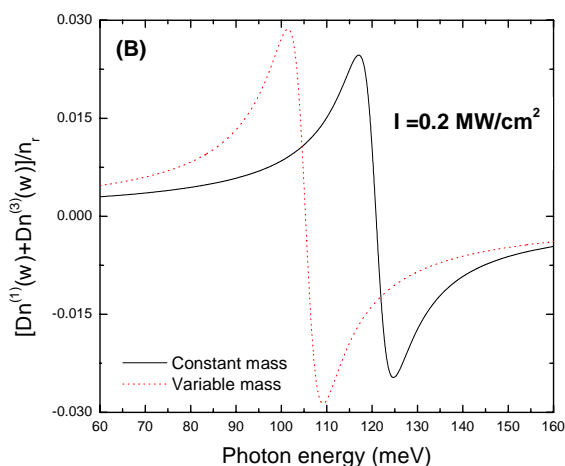


شکل ۲. تغییرات ضریب شکست غیرخطی به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $x=0,2$ ، $I=0,4 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $R=30 \text{ nm}$ و $L=20 \text{ nm}$.

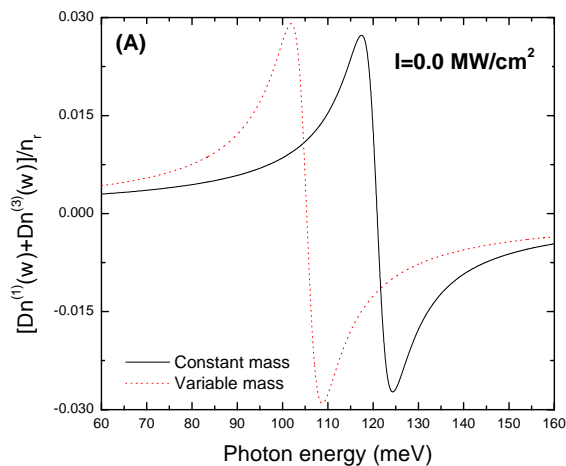
همان گونه که مشاهده می‌شود، تغییرات ضریب شکست غیرخطی برای جرم متغیر افزایش و انرژی به سمت انرژی‌های پایین‌تر جابه‌جا می‌شود. در شکل ۳، تغییرات ضریب شکست کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $x=0,2$ ، $I=0,4 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $R=30 \text{ nm}$ و $L=20 \text{ nm}$ رسم شده است. دو نمودار بر اساس جرم مؤثر ثابت و جرم مؤثر وابسته به مکان رسم شده‌اند.

همان گونه که مشاهده می‌شود، تغییرات ضریب شکست غیرخطی برای جرم متغیر افزایش و انرژی به سمت انرژی‌های پایین‌تر جابه‌جا می‌شود. در شکل ۳، تغییرات ضریب شکست کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $x=0,2$ ، $I=0,4 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $R=30 \text{ nm}$ و $L=20 \text{ nm}$ رسم شده است. در این شکل متوجه می‌شویم، تغییرات ضریب شکست کل مشابه قسمت خطی و غیرخطی می‌باشد. از آنجایی که ضریب شکست خطی و غیرخطی دارای علامت مخالف هم هستند تغییرات ضریب شکست کل کمتر از قسمت خطی می‌باشد.

در شکل‌های ۴ (الف) و ۴ (ب)، تغییرات ضریب شکست کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با،

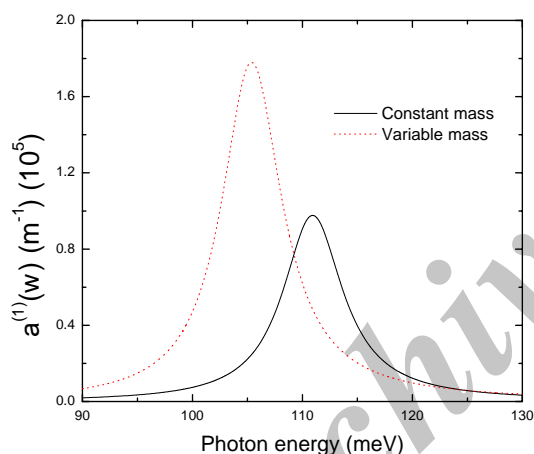


(ب)

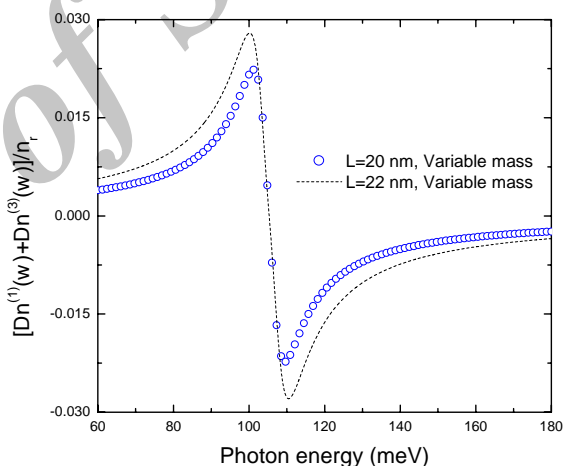


(الف)

شکل ۴. (الف) تغییرات ضریب شکست کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با شدت اپتیکی صفر، با $x=0,2$ ، $L=20\text{ nm}$ و $R=30\text{ nm}$ نشان می‌دهند. (ب) تغییرات ضریب شکست کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $R=30\text{ nm}$ و $L=20\text{ nm}$ ، $x=0,2$ ، $I=0,2 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$.



شکل ۶. ضریب جذب خطی را به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $R=30\text{ nm}$ و $L=20\text{ nm}$ ، $x=0,3$ ، $I=0,3 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$.

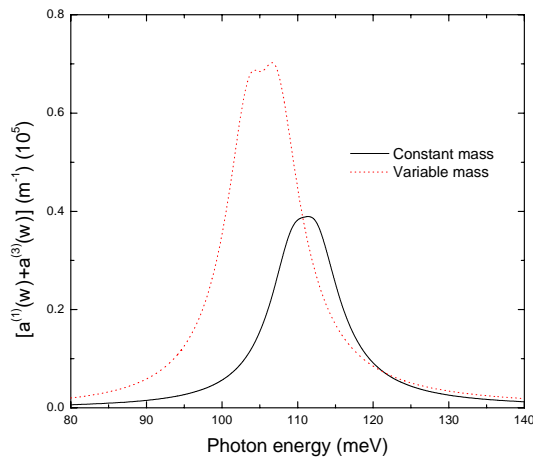


شکل ۵. تغییرات ضریب شکست کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای دو طول مختلف میله با $R=30\text{ nm}$ و $x=0,2$ ، $I=0,2 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$.

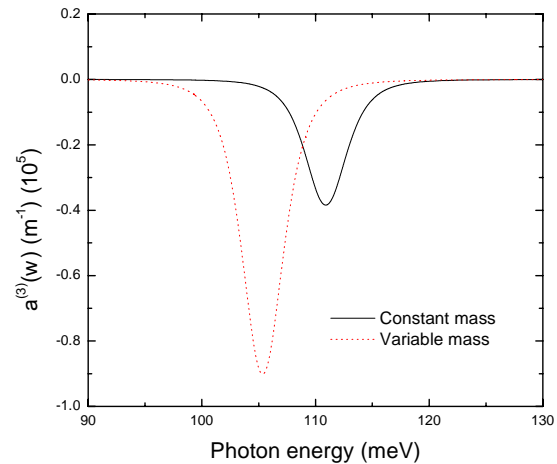
در شکل ۷، ضریب جذب غیر خطی را به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $I=0,3 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $L=20\text{ nm}$ و $R=30\text{ nm}$ رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که تغییرات ضریب جذب غیر خطی افزایش یافته و (برای جرم متغیر) به سمت انرژی‌های کمتر جابه‌جا می‌شود.

در شکل ۸، ضریب جذب کل به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $I=0,3 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $x=0,2$ ،

فوتون برای یک میله کوانتومی با $I=0,3 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $x=0,2$ ، $L=20\text{ nm}$ و $R=30\text{ nm}$ نشان می‌دهد. محاسبات با جرم مؤثر ثابت و جرم مؤثر وابسته به مکان می‌باشد. مشاهده می‌شود که تغییرات ضریب جذب خطی افزایش پیدا کند و همچنین برای جرم متغیر به سمت انرژی‌های کمتر جابه‌جا می‌شود. دلیل برای این رفتار این است که اختلاف انرژی دو حالت الکترونی کاهش می‌یابد.



شکل ۸. تغییرات ضریب جذب کل را به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $I=0.3 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $L=20 \text{ nm}$ و $R=30 \text{ nm}$ ، $x=0.3$ کمتر جابه‌جا می‌شود.



شکل ۷. ضریب جذب غیرخطی را به صورت تابعی از انرژی فوتون برای یک میله کوانتومی با $I=0.3 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ، $x=0.3$ ، $L=20 \text{ nm}$ و $R=30 \text{ nm}$ نشان داده شده است. رفتار ضریب جذب کل افزایش یافته و برای جرم متغیر به سمت انرژی‌های

$L=20 \text{ nm}$ و $R=30 \text{ nm}$ نشان داده شده است. رفتار ضریب جذب کل افزایش یافته و برای جرم متغیر به سمت انرژی‌های

مراجع

1. M A Reed, *Sci. Am.* **268** (1993) 118.
2. N Kristaedter *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) 1226.
3. E Leobandung, L Guo, and S Y Chou, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 2338.
4. K K Likharev, *IBM J. Res. Dev.* **32** (1998) 1444.
5. D Loss and D P Divicenzo, *Phys. Rev. A* **57** (1998) 120.
6. K Imamura *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) 1445.
7. C S Lent *et al.*, *Nanotechnology* **4** (1993) 49.
8. L Esaki and R Tsu, *IBM J. Res. Dev.* **14** (1970) 61.
9. Y Kan *et al.*, *IEEE J. Quantum Elect.* **23** (1987) 2167.
10. S L Chuang and D Ahn, *J. Appl. Phys.* **65** (1989) 2822.
11. J J Shi and S H Pan, *Superlattice Microstruct.* **17** (1995) 91.
12. L Yan and J M Seminario, *Int. J. Quantum Chem.* **107** (2007) 440.
13. I Lazic, Z Ikonic, V Milanovic, R W Kelsall, D Indjin, and P Harrison, *J. Appl. Phys.* **101** (2007) 093703.
14. S Panda, B K Panda, S Fung, and C D Beling, *J. Appl. Phys.* **80** (1996) 1532.
15. G Bastard, *Phys. Rev. B* **24** (1981) 4714.
16. M S Atoyan, E M Kazaryan, and H A Sarkisyan, *Physica E* **31** (2006) 83.
17. E M Kazaryan, A V Meliksetyan, L S Petrosyan, and H A Sarkisyan, *Physica E* **31** (2006) 228.
18. A M Elabasy, *Physica Scripta* **46** (1992) 473.
19. A El Moussaouy, D Bria, and A Nougouy, *Solar Energ. Mater. Solar Cell.* **90** (2006) 1403.
20. S T Perez-Merchancano, H Paredes-Gutierrez, and J Silva-Valencia, *J. Phys. Cond. Matt.* **19** (2007) 026225.
21. C A Moscoso-Moreno, R Franco, and J Silva-Valencia, *Revista Mexicana De Fisica* **53** (2007) 189.
22. Sr G Jayam, and K Navaneethakrishnan, *Solid State Communic.* **126** (2003) 681.
23. A M Elabasy, *Phys. Scrip.* **48** (1993) 376.
24. A J Peter and K Navaneethakrishnan, *Superlattices and Microstructures* **43** (2008) 63.
25. D C Larrabee *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **83** (2003) 3936.
26. J V Crnjanski and D M Gvozdic, *Serbian J. Electric. Engineer.* **1** (2004) 69.
27. A J Peter and K Navaneethakrishnan, *Physica E* **40** (2008) 2747.
28. S Rajashabala, K Navaneethakrishnan, *Brazil. J. Phys.* **37** (2007) 1134.
29. S Rajashabala, K Navaneethakrishnan, *Mod. Phys. Lett. B* **24** (2006) 1529.
30. Y X Li, J J Liu, and X J Kong, *J. Appl. Phys.* **88** (2000) 2588.
31. R Khordad, *Physica E* **42** (2010) 1503.
32. D Ahn and S L Chuang, *IEEE J. Quantum Electron.* **23** (1987) 2196.
33. S Ünlü, İ Karabulut, and H Safak, *Physica E* **33** (2006) 319.
34. K J Kuhn, G U Lyengar, and S Yee, *J. Appl. Phys.* **70** (1991) 5010.



Iranian Journal of Physics Research, Vol. 13, No. 4, 2014

Effect of variable effective mass on optical properties of quantum rod

R Khordad and B Mirhosseini

Department of Physics, Faculty of Sciences, Yasouj University, Yasouj, Iran
E-mail: khordad@mail.yu.ac.ir

(Received 15 April 2012 ; in final form 19 November 2013)

Abstract

In the present work, first an analytic relation for position-dependent effective mass in a GaAs / Al_xGa_{1-x}As quantum rod is obtained. Then, the effect of position-dependent effective mass on the intersubband optical absorption coefficient and the refractive index change in the quantum rod is examined. Our numerical calculations are performed using both a constant effective mass and the position-dependent effective mass. We calculate the linear, nonlinear and total intersubband absorption coefficient and refractive index change as a function of the incident optical intensity and structure parameters such as rod length and rod radius. The results obtained from the present work show that spatially varying electron effective mass plays an important role in the intersubband optical absorption coefficient and refractive index change in a quantum rod.

Keywords: quantum rod, linear and nonlinear optical properties, refractive index change

For full article, refer to the Persian section