مقاله پژوهشی

لیزرپزشکی؛ ۱۳۸۹، دوره ۷، شماره ۳، صفحات: ۱۷-۱۲.

بررسی آثار الکترواپتیک درجه دوم در نقطه‌های کوانتومی کادمیوم تلوراید

علی‌اکبر عبدالله زاده ضیابری

مربی، عضو هیئت علمی، گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد لاهیجان

نویسندهٔ مسئول: علی اکبر عبداله زاده، گیلان، لاهیجان، خیابان کاشف شرقی، دانشگاه آزاد اسلامی لاهیجان، دانشکده علوم، گروه فیزیک. تلفن: (۳۳۶داخلی) ۹-۲۲۴۷۰۰۸-۰۱۴۱، ۰۹۱۲۳۳۸۲۵۰۳

پست الکترونیک: Ali_abdolahzadeh@liau.ac.ir

خلاصه

مقدمه: در دههٔ گذشته، استقبال و توجه به استفاده از لیزرهای نقطهٔ کوانتومی (Quantum dot) شتاب روزافزونی یافته است. به‌دلیل تنظیم‌پذیری بالای این گونه لیزرها و درنتیجه امکان انعطاف فوق‌العاده در توان خروجی آن‌ها کاربردهای بی‌شماری به‌ویژه در حوزهٔ جراحی‌های مربوط به بافت‌های حساس و توموگرافی پیدا شده است. ویژگی‌های منحصر به‌فرد نقاط کوانتومی سبب می‌گردد که خصوصیات و کاربردهای بسیار ممتازتری در قیاس با لیزرهای معمول و حتی لیزرهای چاه کوانتومی (Quantum well) داشته باشند. محیط‌های گین لیزری (Laser gain media) که از اجزاء اصلی سیستم لیزر هستند، دارای پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی غیر صفر هستند تا امکان جفت‌شدگی فازی را داشته باشند. در این پژوهش تلاش برآن است که امکان ایجاد تغییرات در این ویژگی و درنتیجه امکان مهندسی بر روی شدت لیزر به‌دست آمده با کاهش ابعاد سیستم بررسی گردد. بدین‌منظور با استفاده از تئوری‌های پایه مربوط به گذارهای اپتیکی اصلی و آمیختن آن‌ها با مفاهیم محدودیت کوانتومی، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم برای نقاط کوانتومی نمونه‌ای نانوکریستال‌های تلوراید کادمیوم CdTe به‌ازای پارامترهای گوناگون محاسبه‌شده و تغییرات آن مورد بررسی قرار گرفته است.

روش بررسی: در این مطالعه آثار اکسیتونی (Excitonic) برروی ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم در نقطه‌های کوانتومی سهموی دیسک‌مانند مطالعه شده و توان نوسان‌گر اکسیتونی و پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سه مربوط به حضور اکسیتون در نقاط کوانتومی سهموی به‌صورت تئوریک مورد بررسی قرار گرفته است و پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم در نقاط کوانتومی سهموی با به‌کارگیری مدل سه ترازی گذارهای اکسیتون- بای اکسیتون (Biexciton) محاسبه شده است. در نهایت، نتایج عددی برای نقاط کوانتومی نمونه‌ای تلوراید کادمیوم CdTe ارائه گردیده‌اند. برای دستیابی به مقالات مرتبط موجود جستجو در سایت‌های Elsevier و IOP و American Physical Society (APS) صورت پذیرفت.

یافته ها: بخش‌های حقیقی و موهومی پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم مربوط به نانوساختار کادمیوم تلوراید محاسبه گردید و منحنی پاشندگی آن‌ها به‌ازای فرکانس برانگیختگی 5×10^{13} هرتز ترسیم گردید. سپس پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم به‌ازای فرکانس‌های فوتونی محدودساز مختلف بررسی شدند. هنگامی که بسامد محدودسازی سهمی‌وار ω_0 افزایش می‌یابد، مکان پیک رزونانس اکسیتونی به سمت راست منحنی جابجا می‌گردد که جابجایی آبی (Blue-shift) محدودیت القاء شدهٔ شدید رزونانس اکسیتون را در نقاط کوانتومی نیمه‌رسانا پیش بینی می‌کند.

نتیجه‌گیری: نتایج نشان می‌دهند که پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سه به‌دلیل کوانتیزه‌شدن مناسب در نقاط کوانتومی افزایش بسیاری یافته است. این امر نقاط کوانتومی سهمی‌وار را به‌عنوان گزینه‌ای امیدبخش در کاربردهای اپتیکی غیرخطی و به‌ویژه لیزرهای نیمه‌رسانا با قابلیت تنظیم‌پذیری بالا مطرح می‌سازد.

واژه‌های کلیدی: اکسیتون، لیزرهای نقطهٔ کوانتومی، نقاط کوانتومی سهمی‌وار، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم.

مقدمه

نقاط کوانتومی کریستال‌های نیمه‌رسانای نانومتری هستند که از ترکیب عناصر گروه‌های دوم و چهارم یا سوم و پنجم ساخته می‌شوند و به‌صورت ذراتی تعریف می‌گردند که دارای ابعاد کوچک‌تر از شعاع اکسیتون بوهر (Exciton Bohr radius) می‌باشند. نانوذره‌های فلزی و نیمه‌رسانا با ابعادی در بازهٔ ۲ تا ۶ نانومتر دارای اهمیت بسیاری هستند، زیرا ابعاد آن‌ها قابل قیاس با ماکرومولکول‌های بیولوژیکی (Biological macromolecules) مانند نوکلئواسیدها و پروتئین‌ها می‌باشد. در چندسال اخیر، ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی چاه‌های کوانتومی نیمه‌رسانا، ابر شبکه‌ها و نانوساختارها توجه بسیاری را به‌خود جلب نموده است [۴-۱]. پژوهشگران نقاط کوانتومی را در ترانزیستورها، دیودهای نورگسیل و دیودهای لیزری و همچنین به‌عنوان عواملی در تصویربرداری پزشکی مورد بررسی قرار داده‌اند [۵].

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-07]

لیزر نقطهٔ کوانتومی یک لیزر نیمه‌رسانا است که از نقاط کوانتومی به‌عنوان محیط فعال لیزر در بخش گسیلش نور خود بهره می‌گیرد. به‌دلیل محدودیت شدید حامل‌های بار، نقاط کوانتومی ساختار الکترونی همسان با اتم‌ها از خود بروز می‌دهند. برخلاف لیزرهای حالت جامد و گازی معمولی، لیزرهای نقطهٔ کوانتومی انرژی بسیار کمتری مصرف می‌کنند. به‌تازگی، ابزارهایی که برپایهٔ محیط‌های فعال نقاط کوانتومی هستند همانند چاقوی جراحی لیزری (Laser scalpel) و توموگرافی اپتیکی همدوس (Optical coherence tomography) کاربردهای تجاری گسترده‌ای در پزشکی یافته‌اند. انتشار نور توسط نقاط کوانتومی در تشخیص‌های پزشکی کاربردهای فراوان دارد. این نقاط به‌صورت برچسب فلوئورسنتی عمل می‌کنند با این تفاوت که در برابر درخشان شدن، خاصیت و توانایی خود را از دست نمی‌دهند و در برابر تعداد سیکل‌های تحریک و انتشار نور مقاومت بیشتری از خود نشان می‌دهند. اصولاً همهٔ محیط‌های گین لیزری (Laser gain media) دارای پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبهٔ سوم غیرصفر هستند (یعنی می‌توانند اشباع شوند و جفت‌شدگی فازی Phase-conjugation از خود بروز دهند). پذیرفتاری‌های اپتیکی غیرخطی در کاربردهای تصویربرداری محدودسازی اپتیکی فمتوثانیه‌ای (Femtosecond optical limiting) و بیومدیکال اهمیت شایانی دارند. مواد دارای چنین ویژگی‌هایی از راه فتودینامیکی القایی سه فوتونی (PDT) تأثیر به‌سزایی در درمان سرطان دارند. لیزرهای نیمه‌رسانا به دلایل زیر دارای جذابیت فراوان هستند: ۱) هزینهٔ پایین و امکان تولید انبوه آسان ۲) پاسخ زمانی سریع (نانوثانیه‌ای) ۳) بازدهی الکتریکی به اپتیکی بالا ۴) درخشش بالا ۵) پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم بالا (جفت کنندگی فازی).

یکی از جنبه‌های بسیار مهم نقاط کوانتومی آن است که بیناب اکسیتونی حتی در دمای اتاق نیز مشاهده می‌گردد [۶ و ۷]. این امر به‌دلیل افزایش انرژی بستگی اکسیتونی به‌دلیل اثر محدودیت کوانتومی در این ساختارها می‌باشد [۸]. در سال ۱۹۷۵، ایساکی و همکاران (Esaki et al.) برای نخستین بار مفهوم سیم‌های کوانتومی و نقاط کوانتومی را ارائه دادند [۹]. با پیشرفت‌های تکنولوژیک کنونی اینک ساخت سیستم‌های شبه صفر بعدی که الکترون‌ها را در هر سه راستای فضایی محدود می‌سازند امکان‌پذیر شده است. در نقاط کوانتومی نیمه‌رسانا، حامل‌ها در سه بعد محدود می‌گردند که این امر منجر به افزایش همپوشانی میان ابرهای حفره‌ای و الکترونی می‌شود و درنتیجه انرژی بستگی کولنی و قدرت نوسانگری افزایش می‌یابد. در سال ۱۹۸۸، Eiichi Hanamura به‌طور تئوریک ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی نیمه‌رساناهای میکروکریستالی را مورد مطالعه قرار داد و نشان داد که غیرخطی‌های اپتیکی در صورتی‌که آثار اکسیتونی لحاظ شوند بسیار بزرگ هستند. در سال ۱۹۹۳، Chen پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سه را در سیم‌های کوانتومی سیلیکونی مورد بررسی قرار داد و همچنین افزایش ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی به سبب آثار اکسیتونی را نشان داد [۴]. در این مقاله تلاش می‌شود تا آثار اکسیتونی به‌عنوان پیامدی از کاهش ابعاد (در حد نانومتر) برروی ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سه مورد مطالعه قرار گیرد. این پارامتر به‌عنوان عامل تعیین‌کننده در جفت‌شدگی فازی و درنتیجه توان باریکهٔ لیزر خروجی، یکی از مهم‌ترین بخش سیستم‌های لیزر مورد استفاده در تصویربرداری و جراحی بافت‌های حساس می‌باشد. برای تبیین نتایج اثر کوچک‌شدن ابعاد بر روی پارامتر یاد شده، بیان برخی مفاهیم بنیادی ناگزیر می‌نماید. در این کار نخست مرور کلی و بنیادی بر روی برانگیختگی‌های الکترونی در نقاط کوانتومی سهموی صورت پذیرفته است. در بخش دو، حالت‌های الکترونی در نقاط کوانتومی توصیف گردیده‌اند. برانگیختگی‌های الکترونی پایه بدون لحاظ کردن مجموعهٔ برانگیختگی‌ها حالت‌های اکسیتونی درنظر گرفته شده‌اند. در بخش سه، قدرت نوسان‌گر اکسیتونی مربوط به گذارهای اپتیکی اصلی از حالت پایه به پایین‌ترین حالت اکسیتونی در نقاط کوانتومی بررسی شده‌اند. در بخش چهار، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سه در نقاط کوانتومی کادمیوم تلوراید به‌عنوان یک کامپوزیت مطرح در ساخت ابزار لیزر نیمه‌رسانا محاسبه گردیده است. نتایج نشانگر آن هستند که پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی به‌دلیل آنکه اکسیتون‌ها در نقاط کوانتومی جای‌گزیده‌اند، به‌شدت افزایش یافته است. این امر نویدبخش تحولی مهم در تولید باریکه‌های با قابلیت تنظیم پذیری بالا می‌باشد.

برانگیختگی‌های الکترونی در نقاط کوانتومی سهموی

انرژی‌های گوناگونی یک نقطهٔ کوانتومی را مشخص می‌کنند. نخستین آن‌ها انرژی‌های کوانتش اندازه (Size-quantization) الکترون ΔEc و حفره ΔEv می‌باشد. دومی آن‌ها کنش کولنی میانگین بین یک الکترون و یک حفره در نقطهٔ کوانتومی Vex و سومی آن‌ها هم انرژی برهمکنش Vint بین دو برانگیختگی وقتی‌که در چارچوب نقطهٔ کوانتومی شکل می‌گیرند، می‌باشد. برهمکنش اکسیتون- اکسیتون سبب انحراف اکسیتون‌ها از نوسان‌گر هماهنگ آرمانی می‌شود. در نقاط کوانتومی نانومتری، محدودیت کوانتومی انرژی بستگی اکسیتونی را به‌طور عمده افزایش می‌دهد و آن‌را بسیار بزرگ‌تر از انرژی کوانتش اندازهٔ الکترون‌ها و حفره‌ها می‌سازد. در ادامه تنها به بررسی حالت Vex>>ΔEc, ΔEv خواهیم پرداخت. در این شرایط حالت برانگیختهٔ الکترونی در چارچوب نقطهٔ کوانتومی را می‌توان با اکسیتون فرنکل Frenkel به‌شکل زیر بیان کرد:

$$\psi_n = \sum_j \mathrm{R}_n(j) W_j^c(r_j) \prod_{i \neq j} W_i^v(r_i) \qquad (1)$$

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-07]

که $W_j^c(r_j)$ و $W_i^v(r_i)$ به‌ترتیب توابع وانیر Wannier نوارهای والانس و رسانش هستند. $R_n(J)$ تابع همپوشانی در یک نقطهٔ کوانتومی دیسک مانند است و به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$R_n(\rho)=\left[\frac{2m^*\omega_0 n!}{\hbar(|m|+n)!}\right]^{\frac{1}{2}}\times\rho^{|m|}L_n^{|m|}(\rho)^2e^{-\frac{\rho^2}{2}}\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{im\theta}\quad(2)$$

که در آن:

$$\rho=\sqrt{\frac{m^*\omega_0}{r\hbar}}=uj$$

و u اندازهٔ سلول یکه می‌باشد. ضریب j عدد درستی بین ۱ و N انتخاب‌شده و m=±1,±2,… و n=0,1,2,… ، $L_n^{|m|}$ چند جمله‌ای‌های وابستهٔ لاگر و ω_0 بسامد پتانسیل محدودساز سهموی هستند. بیناب انرژی الکترون‌های رسانش را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$E_{nm}=(2n+|m|+1)\hbar\omega_0\quad(3)$$

حالت پایهٔ سیستم عبارت است از:

$$\psi_g=\prod_{i\neq j}W_i^v(r_i)\quad(4)$$

برای نوارهای والانس و رسانش سهمی‌وار جرم‌های مؤثر به‌ترتیب عبارت‌اند از: m_e^* و m_h^*، کوانتش اندازه به‌وسیلهٔ رابطهٔ بین اندازهٔ نمونه $R_0=Nu$ و شعاع‌های بوهر مؤثر الکترون $a_e^*=\frac{\hbar^2\varepsilon_0}{e^2m_e^*}$ و حفره $a_h^*=\frac{\hbar^2\varepsilon_0}{e^2m_h^*}$ داده می‌شود که R_0 شعاع نقطهٔ کوانتومی و ε_0 ثابت دی الکتریک استاتیک هستند.

انرژی‌های کوانتش اندازه برای الکترون و حفره، به‌ترتیب از قرار زیر است:

$$\Delta E_c=\Delta E_v=\hbar\omega_0\quad(5)$$

انرژی اکسیتونی به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$V_{exc}=\frac{e^2}{\varepsilon_0 a_B^*}=\frac{e^2}{\varepsilon_0(a_e^*+a_h^*)}\quad(6)$$

پس از لحاظ کردن برهمکنش کولنی میانگین مابین الکترون‌ها و حفره‌ها و درنظر گرفتن مختصات نسبی و مرکز جرمی، حالت‌های اکسیتونی در معادله (۱) به‌شکل زیر تغییر می‌یابند:

$$\psi_n=\sum_j\sum_j\varphi(j_r)R_n(J)W_j^c(r_j)\prod_{i\neq j}W_i^v(r_i)\quad(7)$$

که $R_n(J)$ تابع پوش داده‌شده در معادلهٔ (۲) است و حرکت مرکز جرم اکسیتون با مختصهٔ مرکز جرمی:

$$\bar{J}=\left(jm_e^*+j'm_h^*\right)/(m_e^*+m_h^*)$$

و حرکت نسبی با مختصهٔ $j_r=j-j'$ نشان داده می‌شوند. همچنین جرم کل $M=m_e^*+m_h^*$ و جرم کاهش‌یافته $\mu=m_e^*m_h^*/M$ و ثابت ریدبرگ $\mathfrak{R}^*=\mu e^4/\hbar^2\varepsilon_0^2$ را تعریف می‌کنیم. به‌ازای پایین‌ترین حالت اکسیتونی می‌توان حرکت نسبی دو بعدی الکترون- حفره را چنین توصیف کرد:

$$\varphi(r)=\frac{4}{\sqrt{2\pi}a_B^*}e^{-2r/a_B^*}\quad(8)$$

که $r=u(j-j')$ جدایی میان الکترون- حفره و a_B^* شعاع مؤثر بوهر می‌باشد. بیناب انرژی اکسیتون در نقاط کوانتومی سهمی‌وار چنین است:

$$E_{nm}=E_g-\frac{\mathfrak{R}^*}{2(n+|m|+1/2)^2}+(2n+|m|+1)\hbar\omega_0\quad(9)$$

که Eg گاف نواری انرژی نیمه‌رسانا باشد.

قدرت نوسانگری در نقاط کوانتومی سهمی‌وار

گشتاور دوقطبی گذار از حالت پایه ψ_g به‌حالت برانگیخته ψ_n در چارچوب یک نقطهٔ کوانتومی سهمی‌وار به‌شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\langle\psi_n|P|\psi_g\rangle=\sum_{jj}\pi r^2R_n(J)\varphi(j_r)\langle W_j^c(r_j)|p_j|W_j^v(r_{jr})\rangle$$
$$=p_{cv}\varphi(0)\frac{\hbar}{M\omega_0}\int_0^{\sqrt{M\omega_0/\hbar}R_0}\rho d\rho\left[\frac{2M\omega_0 n!}{\hbar(|m|+n)!}\right]^{\frac{1}{2}}\times\rho^{|m|}L_n^{|m|}(\rho)^2e^{-\frac{\rho^2}{2}}$$
$$\times\int_0^{2\pi}\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{im\theta}\,d\theta\quad(10)$$

در رابطهٔ بالا P یک مؤلفه از اپراتور گشتاور دو قطبی P است:

$$P=\sum_{i=1}^{3}p_i\quad(11)$$

$$\langle W_j^c(r_j)|p_j|W_j^v(r_{jr})\rangle=p_{cv}\delta_{jj'}$$

عناصر ماتریس‌گذار به‌ازای همهٔ مقادیر m به‌جز m=0 صفر می‌شوند:

$$\langle\psi_n|P|\psi_g\rangle=p_{cv}\varphi(0)\frac{\hbar\sqrt{2\pi}}{M\omega_0}\int_0^{\sqrt{M\omega_0/\hbar}R_0}\rho d\rho\left[\frac{M\omega_0}{\hbar}\right]^{\frac{1}{2}}L_n(\rho^2)\,e^{-\rho^2/2}\quad(12)$$

بدین‌ترتیب گشتاور دوقطبی‌گذار از حالت پایه $|\psi_g>$ به پایین‌ترین حالت اکسیتونی $|\psi_1>$ را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\langle\psi_1|P|\psi_g\rangle=p_{cv}\varphi(0)\,R_0^2\left[\frac{M\omega_0\pi}{\hbar}\right]^{\frac{1}{2}}\quad(13)$$

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-07]

به‌کمک تقریب تابع پوش قدرت نوسانگر اکسیتونی f_{ex} به‌ازای پایین‌ترین حالت اکسیتونی چنین می‌شود:

$$f_{ex} = \frac{2m}{\hbar}\,\omega' |p_{cv}|^2\,|\varphi(0)|^2 R_0^4 \frac{M\omega_0\pi}{\hbar} \qquad (14)$$

که ω' بسامدگذار می‌باشد.

غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سه در نقاط کوانتومی سهمی‌وار

در این بخش غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سوم $\chi^{(3)}$ در نقاط کوانتومی سهمی‌وار مورد بررسی قرار می‌گیرد. به‌دلیل تقارن وارون، غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ دو در این ساختارها صفر است، درحالی‌که غیرخطی مرتبهٔ سوم صفر نیست. در ادامه نشان داده می‌شود که $\chi^{(3)}$ در نقاط کوانتومی افزایش بسیاری می‌یابد. این افزایش پیامدی است از محدودیت کوانتومی اکسیتون‌ها در نقاط کوانتومی. پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سه در نقاط کوانتومی سهموی با به‌کارگیری مدل سه ترازی گذارهای اکسیتون- بای اکسیتون (Biexciton) محاسبه می‌گردد. از این‌جا به بعد حالت پایه با اندیس g، حالت برانگیخته با e و حالت بای اکسیتونی با b نشان‌گذاری می‌شوند. با استفاده از روش فشردهٔ ماتریس چگالی Density matrix می‌توان پذیرفتاری مرتبهٔ سه غیرخطی را که متناظر با آمیزش اپتیکی پرتوهای نور فرودی با بسامدهای ω_1 و ω_2 است، به‌صورت زیر به‌دست آورد:

$$\begin{aligned}
&\chi^{(3)}(2\omega_1-\omega_2;-\omega_1,-\omega_1,\omega_2)\\
&= -\frac{i|P_{eg}|^4}{2\hbar^3}\frac{1}{(\omega_{eg}-2\omega_1+\omega_2)i+\gamma_{eg}}\\
&\times\frac{1}{(\omega_1-\omega_2)i+\gamma_{\parallel}^{e}}\left[\frac{1}{(\omega_{eg}-\omega_1)i+\gamma_{eg}}+\frac{1}{(\omega_2-\omega_{eg})i+\gamma_{eg}}\right]\\
&+\frac{i|P_{eg}|^2|P_{be}|^2}{4\hbar^3}\times\frac{1}{(\omega_{be}-2\omega_1+\omega_2)i+\gamma_{be}}\frac{1}{(\omega_2-\omega_1)i+\gamma_{\parallel}^{e}}\\
&\times\left[\frac{1}{(\omega_{eg}-\omega_1)i+\gamma_{eg}}+\frac{1}{(\omega_2-\omega_{eg})i+\gamma_{eg}}\right]-\frac{i|P_{eg}|^2|P_{be}|^2}{4\hbar^3}\\
&\times\frac{1}{(\omega_{eg}-2\omega_1+\omega_2)i+\gamma_{eg}}\times\frac{1}{(\omega_{bg}-2\omega_1)i+\gamma_{bg}}\frac{1}{(\omega_{eg}-\omega_1)i+\gamma_{eg}}\\
&+\frac{i|P_{eg}|^2|P_{be}|^2}{4\hbar^3}\frac{1}{(\omega_{be}-2\omega_1+\omega_2)i+\gamma_{be}}\\
&\times\frac{1}{(\omega_{bg}-2\omega_1)i+\gamma_{bg}}\frac{1}{(\omega_{eg}-\omega_1)i+\gamma_{eg}} \qquad (15)
\end{aligned}$$

در رابطهٔ بالا P_{ij}، $\hbar\omega_{ij}$ و γ_{ij} به‌ترتیب نشاندهندهٔ گشتاور دوقطبی‌گذار، اختلاف انرژی و آهنگ تغییر فاز گشتاور دوقطبی‌گذار بین حالت‌های i و j می‌باشد. به‌همین ترتیب $\gamma_{\parallel}^{e}$ ($\gamma_{\parallel}^{b}$) آهنگ واپاشی جمعی حالت اکسیتونی (بای اکسیتونی) می‌باشد. به‌عنوان کاربردی از معادله (۱۵) و برای مشاهدهٔ رفتار نمونه‌ای غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سوم ثابت‌های واهلش و بسامدهای‌گذار برای نقاط کوانتومی سهموی به‌صورت زیر برگزیده می‌شوند:

$$\gamma_{be} = \gamma_{eg}\ ,\gamma_{\parallel}^{e} = 0.1\gamma_{eg}\ ;\omega_{eg} = \omega_{be} = \omega'$$

برای ساده‌سازی در ادامه حالت تبهگن یعنی $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ را درنظر می‌گیریم و درنتیجه معادلهٔ (۱۵) به‌صورت زیر درمی‌آید:

$$\begin{aligned}
&\chi^{(3)}(\omega;-\omega,-\omega,\omega)\\
&= 5|P_{cv}|^4|\varphi(0)|^4R_0^8\left(\frac{M\omega_0\pi}{\hbar}\right)^2\\
&\times\frac{1}{\left[(\hbar\omega-\hbar\omega')^2+(\hbar\gamma_{eg})^2\right]\left[(\hbar\omega-\hbar\omega')+i\gamma_{eg}\hbar\right]} \qquad (16)
\end{aligned}$$

با جداسازی بخش‌های حقیقی و موهومی به‌دست می‌آید:

$$Re\ \chi^{(3)} = \frac{5|P_{cv}|^4|\varphi(0)|^4R_0^8(M\pi)^2}{\hbar^5}\frac{\omega_0^2(\omega-\omega')}{\left[(\omega-\omega')^2+\gamma_{eg}^2\right]^2}$$

$$Im\ \chi^{(3)} = \frac{-5|P_{cv}|^4|\varphi(0)|^4R_0^8(M\pi)^2}{\hbar^5}\frac{\omega_0^2\gamma_{eg}}{\left[(\omega-\omega')^2+\gamma_{eg}^2\right]^2}$$

مقدار Pcv در تئوری اختلال k.p به‌صورت $P_{cv} = \hbar e/\sqrt{4\mu E_g}$ درمی‌آید.

بحث

در ادامه، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم در نقطهٔ کوانتومی سهمی‌وار CdTe مورد بحث قرار می‌گیرد. پارامترهای مورد استفاده [۱۳و۱۴] عبارت‌اند از:

$$\begin{aligned}
&\hbar\gamma_{be} = \hbar\gamma_{eg} = 3.3meV,\\
&\hbar\gamma_{\parallel}^{e} = 0.1\hbar\gamma_{eg} = 0.33\text{meV}\ ,m_e^* = 0.2m_0\ ,m_h^* = 0.7m_0, \varepsilon_0 = 8.85\ ,E_g\\
&= 1.606eV
\end{aligned}$$

در شکل۱، بخش حقیقی($Re\ \chi^{(3)}$)، موهومی ($Im\ \chi^{(3)}$) و پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبهٔ سوم ($\chi^{(3)} = \sqrt{(Re\ \chi^{(3)})^2+(Im\ \chi^{(3)})^2}$) به‌صورت تابعی از بسامد فوتونی ω با فرض بسامد محدودسازی سهمی‌وار $\omega_0 = 5\times10^{13}s^{-1}$ نمایانده شده‌اند. روشن است که پیک بیشینه در بسامد $\omega = 2.43\times10^{15}s^{-1}$ (انرژی فوتونی hv=1.603eV) رخ می‌دهد که ناشی از افزایش رزونانس دوفوتونی است.

شکل ۲، پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم را به‌صورت تابعی از بسامد فوتونیω به‌ازای مقدارهای گوناگون بسامد محدودسازی سهمی‌وار ω0 نشان می‌دهد:

$$\omega_0 = 5\times10^{13}s^{-1} \text{ (a)}$$

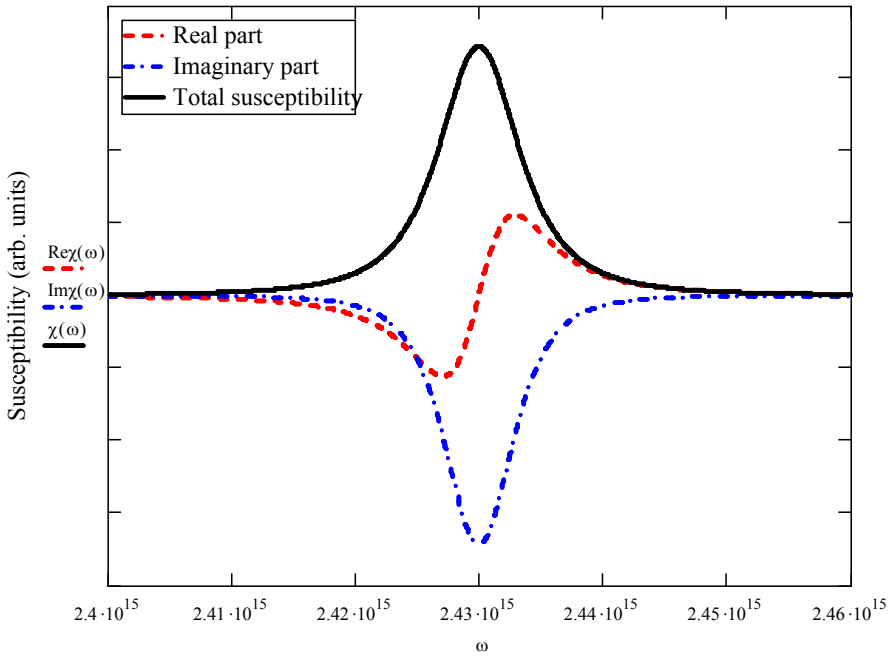
$$\omega_0 = 3\times10^{13}s^{-1} \text{ (b)}$$

$$\omega_0 = 1\times10^{13}s^{-1} \text{ (c)}$$

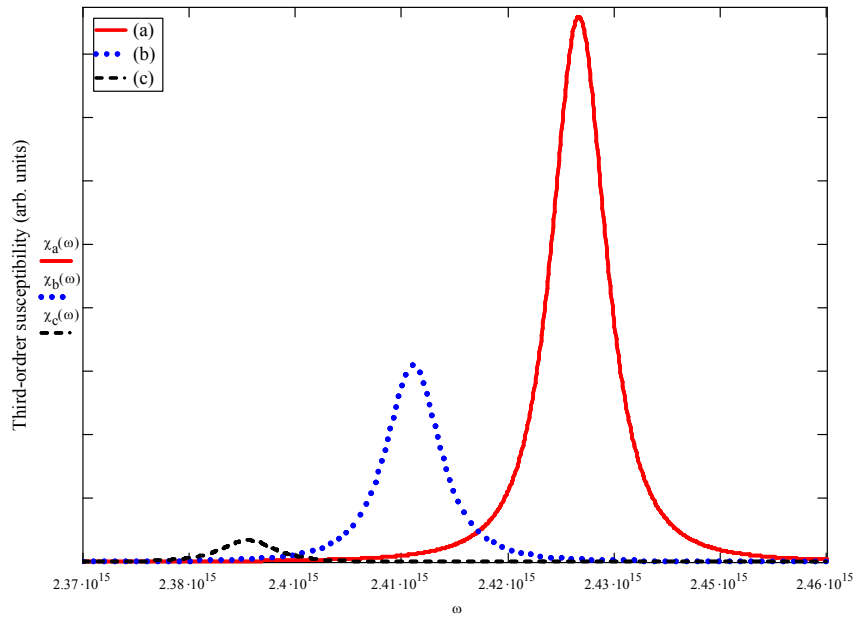
نمای برجستهٔ این شکل‌ها آن است که محدودیت سهمی‌وار شدیدتر هم‌ارز با پیک تیزتر و بلندی پیک بزرگ‌تر خواهد بود.

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-07]

هنگامی‌که بسامد محدودسازی سهمی‌وار ω_0 افزایش می‌یابد، مکان پیک به سمت راست منحنی جابجا می‌گردد که جابجایی آبی (Blue-shift) محدودیت القاشدهٔ شدید رزونانس اکسیتون را در نقطهٔ کوانتومی نیمه‌رسانا پیش‌بینی می‌کند. این امر نقاط کوانتومی سهمی‌وار را گزینه‌ای امیدبخش در کاربردهای اپتیکی غیرخطی می‌سازد.



شکل ۱ - پاشندگی بسامدی پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبهٔ سوم $\chi^{(3)}$ با بسامد محدودساز سهمی‌وار $\omega_0 = 5 \times 10^{13} s^{-1}$. منحنی‌های خط چین، خط چین- نقطه و توپر به‌ترتیب نشان‌دهندهٔ بخش حقیقی، انگاری و پذیرفتاری کل می‌باشند.



شکل ۲- پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبهٔ سوم بر حسب بسامد فوتونی به‌ازای مقادیر گوناگون بسامد محدود ساز:
$\omega_0 = 5 \times 10^{13} s^{-1}$**(a)**، $\omega_0 = 3 \times 10^{13} s^{-1}$**(b)** و $\omega_0 = 1 \times 10^{13} s^{-1}$**(c)**

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-07]

به‌دلیل محدودیت اکسیتونی در نقاط کوانتومی، شعاع بوهر مؤثر اکسیتون a_B^* در مقایسه با مادهٔ کپه‌ای کاهش می‌یابد. از معادله‌های (۸) و (۱۶) می‌توان دریافت که پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم به‌صورت وارون توان چهارم به‌طور حساسی به a_B^* وابسته است ($\chi^{(3)} \sim 1/(a_B^*)^4$) بدین ترتیب کاهش a_B^* منجر به افزایش بسیاری در $\chi^{(3)}$ می‌گردد.

نتیجه گیری

در مطالعهٔ حاضر بررسی سرراست و ساده‌ای دربارهٔ غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سوم در نقاط کوانتومی نانومتری انجام داده‌ایم. نتایج نشانگر آن است که پذیرفتاری غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سوم $\chi^{(3)}$ در کل به‌دلیل کوانتیزه شدن اکسیتون‌ها در نقاط کوانتومی افزایش چشمگیری می‌یابد. چنین امری یعنی افزایش فراوان پذیرفتاری غیرخطی اپتیکی مرتبهٔ سوم، به نوبهٔ خود سبب اشباع شدگی بیشتر و بروز جفت‌شدگی فازی بالاتر و درنتیجه امکان دستیابی به باریکه‌های لیزری قدرتمندتر و متنوع‌تر را فراهم می‌آورد. از سوی دیگر بسته به روش و شرایط رشد کریستال‌های نقاط کوانتومی می‌توان با مهندسی مناسب، ابعاد کریستالیت‌های نانومتری را به‌گونه‌ای تغییر داد که محدودیت‌های کوانتومی در بازهٔ دلخواه ایجاد شود، به‌این معنا که با این کار می‌توان فرکانس و درنتیجه شدت لیزر تولید شده را با آزادی عمل بیشتری برای کاربردهای گوناگون پزشکی و در مورد بافت‌های بیولوژیک مختلف تنظیم نمود. همچنین از نتایج پژوهش انجام‌شده چنین برمی‌آید که پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی مرتبهٔ سوم به محدودسازی اکسیتون بسیار حساس است. با توجه به نتایج به‌دست آمده و مزیت لیزرهای برپایهٔ نقاط کوانتومی و حساسیت آن‌ها به محدودسازی اکسیتون پیشنهاد می‌گردد پژوهش‌هایی در زمینهٔ اشکال مختلف نقاط کوانتومی (استوانه‌ای، کروی و...) و تأثیر آن‌ها بر مشخصه‌های الکترواپتیکی باریکه‌های تولیدشده صورت پذیرد. با درنظر داشتن این موضوع که در روش‌های تشخیص طبی که از ویژگی تحریک نقطهٔ کوانتومی و ایجاد درخشش توسط آن بهره گرفته می‌شود، نیاز است که ابزار مبتنی بر نقاط کوانتومی از مواد سازگار با بیولوژی بدن انسان ساخته شوند. پیشنهاد می‌گردد که کار مشابهی برروی نقاط کوانتومی با ویژگی‌های غیرخطی مبتنی بر کامپوزیت‌های ساخته‌شده از برخی پلیمرها مانند پروتئین‌ها صورت گیرد.

References

1. Xie W. Optical absorptions of an exciton in a disc-like quantum dot under an electric field. Optics Communications 2010; 283: 1381–5.
2. Germann TD, Strittmatter A, Pohl UW, Bimberg D, Rautiainen J, Guina M, Okhotnikov O.G. Temperature-stable operation of a quantum dot semiconductor disk laser. Journal of Crystal Growth 2008; 310: 5182–6.
3. Ivchenko EL. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures, Alpha Science International Ltd, 2005.
4. Chen R, Lin DL, Mendoza D. Enhancement of the third-order nonlinear optical susceptibility in Si quantum wires. Phys Rev B 1993; 48:11879-82.
5. Papagiannaros A, Upponi J, Hartner W, Mongayt D, Levchenko T, Torchilin V. Quantum dot loaded immunomicells for tumor imaging. BMC Medical Imaging 2010; 10: 22.
6. Weiner JS, Chemla DS, Miller DAB, Wood TH, Sivco D, Cho AY. Room temperature excitons in 1.6□μm band□gap GaInAs/AlInAs quantum wells. Appl Phys Lett 1985; 46(7): 619-23.
7. Miller DAB, Chemla DS, Smith PW, Gossard AC, Wiegmann W. Nonlinear optics with a diode-laser light source. Opt Lett 1983; 8: 477-98.
8. Brus LE. A simple model for the ionization potential, electron affinity, and aqueous redox potentials of small semiconductor crystallites. J Chem Phys 1983; 79: 5566-8.
9. Guo KX, Chen CY. The polaron effects on second-harmonic generation in quantum well within an electric field. J. Infrared Millim. Waves 1997; 16: 93-5.
10. Takagahara T. Biexciton states in semiconductor quantum dots and their nonlinear optical properties. Phys Rev B 1989; 39: 9293-6.
11. Chang K, Xia JB. Spatially separated excitons in quantum-dot quantum well structures. Phys Rev B 1998; 57: 9780-6.

[Downloaded from icml.ir on 2026-11-07]