



لیزر
کنفرانس
مهندسی
فوتونیک

بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز



اثر تابش لیزری قوی بر روی ضریب یکسوسازی نوری چاه کوانتمومی نیمه سهمی

حامد وفایی، محمد جواد کریمی و مرتضی نظری

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده - در این مقاله، اثر تابش لیزری قوی بر روی ضریب یکسوسازی نوری یک چاه کوانتمومی نیمه سهمی با ساختار GaAs-AlGaAs به صورت عددی بررسی شده است. عبارت تحلیلی ضریب یکسوسازی نوری با استفاده از رهیافت ماتریس چگالی به دست می‌آید. ضریب یکسوسازی نوری برای پهنه‌های مختلف چاه و کسر مولی آلومینیوم محاسبه شده است. نتایج نشان می‌دهد که تابش لیزری شدید به طور قابل ملاحظه‌ای بر روی پتانسیل تحدید کوانتمومی و همچنین ضریب یکسوسازی نوری تاثیر می‌گذارد.

کلید واژه- تابش لیزری قوی، چاه کوانتمومی، ضریب یکسوسازی نوری.

Intense laser field effect on the optical rectification of semi-parabolic quantum well

Hamed Vafaei, Mohammad Javad Karimi, Morteza Nazari

Department of Physics, College of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract- In this paper the effect of the intense laser field on the optical rectification coefficient of a semi-parabolic GaAs/AlGaAs quantum well is investigated numerically. The analytical expression of optical rectification is obtained by using the density-matrix approach. The optical rectification is calculated for different well widths and aluminum mole fractions. Our results show that the laser field considerably affects the confining potential as well as the optical rectification of the quantum well.

Keywords: Intense laser field, Optical rectification, Quantum well.

$V(r + \alpha(t))$ تعیین می‌شود. در معادله بالا پارامتر

α به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\alpha = (I_0^{1/2} / \omega^2) (e / m) (8\pi / c)^{1/2} \quad (3)$$

که در آن e بار الکتریکی، m جرم موثر الکترون، c سرعت نور در خلاء و A_0 دامنه بردار پتانسیل و I_0 شدت تابش لیزری است. با به کار بردن روش فلوکیت، معادله شرودینگر را می‌توان به شکل مستقل از زمان نوشت [۷]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r; \alpha_0) \right) \varphi_0 = E \varphi_0 \quad (4)$$

$V(r; \alpha_0)$ پتانسیل تحدید استثمار شده است که از طریق α_0 به I_0 وابسته می‌باشد [۱۱]. در غیاب تابش لیزری پتانسیل تحدید یک چاه کوانتومی نیمه سهمی با راستای رشد محور z ، به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$V(z) = V_0 [\theta(z-L) + \theta(-z)] + \frac{V_0}{L^2} z^2 \Theta((L-z)(z)) \quad (5)$$

که V_0 عمق چاه، L پهنای چاه و $\theta(z)$ تابع پله‌ای و $\theta(-z)$ است. با استفاده از روش فلوکیت برای چاه کوانتومی نیمه سهمی، معادله شرودینگر مستقل از زمان یک بعدی برای الکترون درون چاه در حضور تابش لیزری به صورت زیر ارائه می‌شود [۷].

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + V(\alpha_0, z) \psi(z) = E \psi(z) \quad (6)$$

$\psi(z)$ تابع موج و $V(\alpha_0, z)$ پتانسیل تحدید استثمار شده است که با رابطه زیر داده می‌شود:

$$V(z, \alpha_0) = \frac{2\pi}{\omega} \int_0^{\frac{\omega}{2\pi}} V[z + \alpha_0 \sin(\omega t)] dt \quad (7)$$

پس از انجام محاسبات جبری و بدست آوردن $V[z + \alpha_0 \sin(\omega t)]$ از رابطه (۵)، و جایگذاری در رابطه (۷) عبارت $V(\alpha_0, z)$ به دست می‌آید.

۱- مقدمه

پیشرفت‌های اخیر در رشد نیمرساناهای، از جمله روش رونشستی پرتو مولکولی (MBE) و رسوب دهی شیمیایی بخار آلی-فلز (MOCVD) ساخت سیستم‌های کم بعد متنوع مانند چاه کوانتومی را ممکن ساخته است. خواص نوری این ساختارها کاربردهای وسیعی در دستگاه‌های اپتوالکترونیکی از جمله آشکارسازهای مادون قرمز، سوئیچ‌های نوری و لیزر مادون قرمز دارند [۱-۳]. در سال‌های اخیر خواص نوری چاه‌های کوانتومی با شکل پتانسیل مختلف توسط بسیاری از محققان مورد مطالعه قرار گرفته است [۴-۶]. استفاده از تابش لیزر قوی سبب بروز ویژگی‌های جدید و جالب توجه در ساختار الکترونیکی سیستم‌های نیمرسانای کم بعد شده است. تحقیقات مختلفی در رابطه با اثر تابش لیزری قوی بر روی خواص نوری چاه‌های کوانتومی با شکل پتانسیل متفاوت انجام شده است [۷-۱۱]. در این مقاله اثر تابش لیزری بر روی ضریب یکسوسازی نوری (OR) یک چاه کوانتومی نیمه سهمی بررسی شده است.

می‌کنیم.

۲- مبانی نظری

روش مورد استفاده در مطالعه حاضر بر اساس یک نظریه غیر اختلالی است که برای تشریح رفتار اتم تحت میدان لیزری قوی و با فرکانس بالا به کار برده می‌شود. برای سادگی ما یک میدان الکترومغناطیسی تک مد با فرکانس ω در نظر می‌گیریم که پتانسیل برداری این تابش به صورت $A(t) = A_0 \cos(\omega t)$ داشته باشد. معادله شرودینگر برای یک ذره در حال حرکت تحت نیروهای ترکیبی ناشی از پتانسیل و تابش لیزر قوی توسط چارچوب کرامز به دست می‌آید.

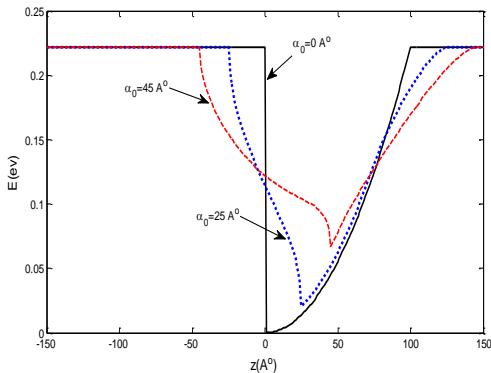
$$i\hbar \frac{\partial \phi(r, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \phi(r, t) + V(r + \alpha(t)) \phi(r, t) \quad (1)$$

که $V(r + \alpha(t))$ انرژی پتانسیل استثمار شده است [۷] و:

$$\vec{\alpha}(t) = \alpha_0 \sin(\omega t) \hat{e}, \quad \alpha_0 = \frac{eA_0}{mc\omega} \quad (2)$$

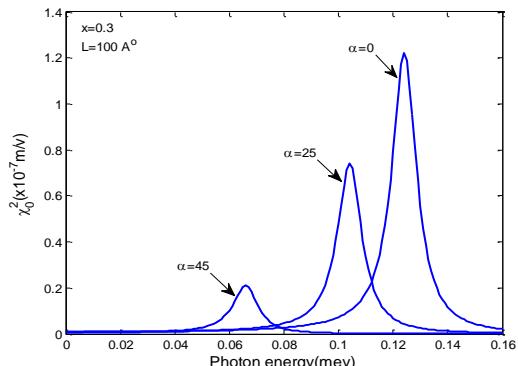
در معادله (۲)، $\vec{\alpha}(t)$ نشان دهنده حرکت ارتعاشی الکترون در میدان لیزر است. در این رهیافت، تأثیر تابش لیزر با فرکانس بالا به طور کامل توسط پتانسیل

کاهش محدودیت حرکت الکترون می‌شوند و در نتیجه اختلاف انرژی ترازها ($E_{21} = E_2 - E_1$) کاهش می‌یابد. همچنین شکل ۱ نشان می‌دهد که با افزایش پارامتر α_0 ، شکل چاه کوانتومی حالت متقاضی تری پیدا می‌کند و در نتیجه عناصر ماتریسی M_{11} و M_{22} کاهش می‌یابند. این عناصر ماتریسی به دلیل پاریته توابع موج برای چاه کوانتومی کاملاً متقاضی صفر می‌باشند. بنابراین با افزایش پارامتر α_0 ، مقدار کمیت $\delta = |M_{22} - M_{11}|$ کاهش می‌یابد.



شکل ۱: نمایه پتانسیل تحدید بر حسب مکان، برای مقادیر مختلف پارامتر α_0 .

شکل ۲ ضریب OR را بر حسب انرژی فoton فروودی برای سه مقدار مختلف پارامتر α_0 نمایش می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که با افزایش پارامتر α_0 ، قله ضریب OR به سمت انرژی‌های کمتر منتقل می‌شود و اندازه آن نیز کاهش می‌یابد. دلیل این نتیجه در پاراگراف قبل توضیح داده شده است.



شکل ۲: تغییرات ضریب OR بر حسب انرژی فoton فروودی، برای مقادیر مختلف پارامتر α_0 .

$$V(\alpha_0, z) = V_0 [\theta(-z - \alpha_0) + \theta(z - \alpha_0 - L)] + \frac{V_0}{L^2} \left(\frac{\alpha_0^2}{2} + z^2 \right) \Theta(z + \alpha_0)(L + \alpha_0 - z) - \frac{V_0}{\pi L^2} \Theta(z + \alpha_0) \theta(\alpha_0 - z) \left[\left(\frac{\alpha_0^2}{2} + z^2 - L^2 \right) \arccos\left(\frac{z}{\alpha_0}\right) - \frac{3z}{2} \sqrt{\alpha_0^2 - z^2} \right] - \frac{V_0}{\pi L^2} \Theta(-z + \alpha_0 + L) \theta(z + \alpha_0 - L) \times \left[\left(\frac{\alpha_0^2}{2} + z^2 - L^2 \right) \arccos\left(\frac{L-z}{\alpha_0}\right) - \frac{3z+L}{2} \sqrt{\alpha_0^2 - (L-z)^2} \right] \quad (8)$$

با حل معادله شرودینگر مستقل از زمان (۶) ویژه مقادیر انرژی و توابع موج را محاسبه می‌کنیم سپس با استفاده از رهیافت ماتریس چگالی ضریب OR را بدست می‌آوریم. در روش ماتریس چگالی، ضریب OR از رابطه زیر بدست می‌آید [۱۲].

$$\chi_0^2 = \frac{q^3 \sigma_\nu M_{12}^2 \delta}{\varepsilon_0} \frac{2E_{21}^2}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2]} \times \frac{1}{[(E_{21} + \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2]} \quad (9)$$

در معادله بالا σ_ν چگالی حامل‌های بار، $M_{ij} = |\langle \psi_i | e z | \psi_j \rangle|$ ($ij = 1, 2$) عناصر ماتریس گشتاور دو قطبی، $E_{ij} = E_i - E_j$ ویژه تابع و انرژی بین دو تراز، n_r ضریب شکست و μ تراوایی مغناطیسی است.

۳-نتایج

در این مقاله ضریب OR چاه کوانتومی نیمه سهمی با مقادیر عددی: $n_r = 3.2$, $\mu = 4\pi \times 10^{-7} Hm^{-1}$, $\sigma_\nu = 3.0 \times 10^{22} m^{-3}$, $T_0 = 0.14 ps$, $\Gamma_0 = 1/T_0$, $V_0 = 228 meV$ محاسبه می‌گردد. در شکل ۱ تغییرات نمایه پتانسیل تحدید برای سه مقدار مختلف پارامتر α_0 بر حسب مکان نشان داده شده است. از روی این شکل دیده می‌شود که با افزایش پارامتر α_0 ، عمق چاه پتانسیل کاهش و پهنای آن افزایش می‌یابد. این دو عامل سبب

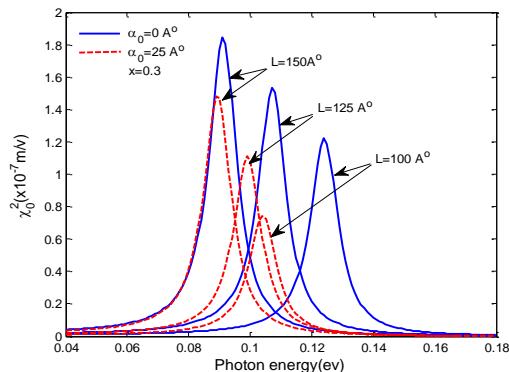
۴-نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر تابش لیزری قوی (α_0)، طول چاه کوانتمومی (L) و غلظت ناخالصی در سد (x) بر روی ضریب یکسوسازی نوری (OR) یک چاه کوانتمومی نیمه سهمی برسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که اندازه α_0 با افزایش L افزایش می‌یابد ولی با افزایش L یا x کاهش پیدا می‌کند. همچنین با افزایش α_0 و L قله OR به سمت انرژی‌های فوتونی کمتر جابجا می‌شود، اما با افزایش x قله OR به سمت انرژی‌های فوتونی بیشتر جابجا می‌شود. به طور خلاصه، با انتخاب مناسب پارامترهای α_0 ، L و x می‌توان ضریب OR یک چاه کوانتمومی نیمه سهمی را برای یک طول موج دلخواه بهینه‌سازی کرد.

مراجع

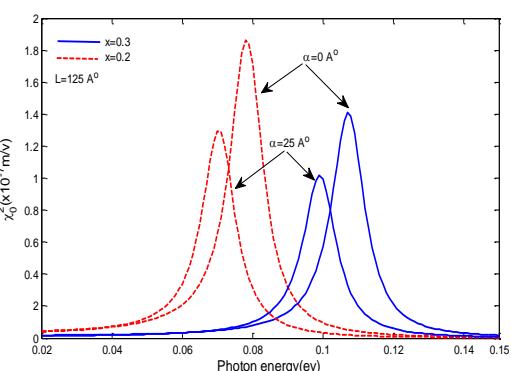
- [1] Kristaedter N., et al., Gain and differential gain of single layer InAs/GaAs quantum dot injection lasers, *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996) 1226-1228.
- [2] Miller D.A.B., Quantum well optoelectronic switching devices, *Internat. J. High Speed Electron.* 1 (1991) 19-46.
- [3] Jiang X., Li S.S., Tidrow M.Z., Study of intersubband transition in quantum dots and quantum dot infrared photodetectors, *Physica E*. 5 (1999) 27-35.
- [4] Nazari M., Karimi M.J., Keshavarz A., Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in modulation-doped quantum wells: Effects of the magnetic field and hydrostatic pressure, *Physica B*. 428 (2013) 30-35.
- [5] Karimi M.J., Keshavarz A., Second harmonic generation in asymmetric double semi-parabolic quantum wells: effects of electric and magnetic fields, hydrostatic pressure and temperature, *Physica E*. 44 (2012) 1900-1904.
- [6] Li S., et al, Polarization induced pn-junction without dopant in graded AlGaN coherently strained on GaN, *Appl. Phys. Lett.* 101 (2012) 122103-122106.
- [7] Gavrila M., Kaminski J.Z., Free-Free Transitions in Intense High-Frequency Laser Fields, *Phys. Rev. Lett.* 52 (1984) 613-616.
- [8] Burileanu L.M., Radu A., THz laser field effect on the optical properties of cylindrical quantum well wires, *Opt Commun.* 284 (2011) 2050-2055.
- [9] Mora-Ramos M.E., Duque C.A., Kasapoglu E., Sari H., Sokmen I., Electron-related nonlinearities in GaAs-GaAlAs double quantum wells under the effects of intense laser field and applied electric field, *J Lumin.* 135 (2013) 301-311.
- [10] Ozturk E., Sari H., Sokmen I., The dependence of the intersubband transitions in square and graded QWs on intense laser fields, *Solid State Commun.* 132 (2004) 497-502.
- [11] Kasapoglu E., Sokmen I., The effects of intense laser field and electric field on intersubband absorption in a double-graded quantum well, *Physica B*. 403 (2008) 3746-3750.
- [12] Rezaei G., Vaseghi B., Sadri M., External electric field effect on the optical rectification coefficient of an exciton in a spherical parabolic quantum dot, *Physica B*. 406 (2011) 4596-4599.

ضریب OR بر حسب انرژی فوتون فروdi برای مقادیر مختلف پهنهای چاه و α_0 ، در شکل ۳ رسم شده است. با افزایش پهنهای چاه محدودیت حرکت الکترون کاهش می‌یابد و این سبب می‌شود که اختلاف انرژی ترازها کمتر شده و گستردگی تابع موج و در نتیجه M_{21} افزایش یابد. بنابراین با افزایش پهنهای چاه، قله OR به سمت انرژی‌های فوتونی کمتر جابجا شده و اندازه آن افزایش می‌یابد. این نتیجه با نتایج شکل ۳ همخوانی دارد.



شکل ۳: تغییرات ضریب OR بر حسب انرژی فوتون فروdi، برای مقادیر مختلف طول چاه و پارامتر α_0 .

در شکل ۴ تغییرات OR برای مقادیر مختلف غلظت آلومینیوم (x) و پارامتر α_0 رسم شده است. با افزایش غلظت آلومینیوم ارتفاع سد پتانسیل افزایش می‌یابد و در نتیجه محدودیت حرکت الکترون بیشتر می‌شود. این سبب می‌شود که قله OR به سمت انرژی‌های بیشتر جابجا شود. همچنین افزایش محدودیت حرکت الکترون منجر به کاهش گستردگی تابع موج می‌شود و در نتیجه عناصر ماتریس گشتاور دو قطبی کاهش می‌یابند و این سبب کاهش اندازه قله OR می‌شود.



شکل ۴: تغییرات ضریب OR بر حسب انرژی فوتون فروdi، برای مقادیر مختلف α_0 و غلظت آلومینیوم.