

Quantum dot-based optical rectifier and investigation of effective factors

Parinaz Hosseinpour*

Department of physics, Faculty of sciences, Sahand University of Technology, Sahand New Town,

Tabriz, Iran

Received: 27.04.2021 Final revised: 08.09.2021 Accepted: 23.11.2021

 [10.22055/JRMBS.2021.17267](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.17267)

Abstract

In this paper, it has been shown that the doped disk-like quantum dot with Gaussian impurity can operate as an optical rectifier. The simultaneous presence of impurity and the external electric field in the quantum dot causes to an asymmetric structure. The asymmetric quantum dot can exhibit the significant nonlinear optical properties such as optical rectification. Also, it has been shown that the value of the optical rectification can be controlled by the external field and the Gaussian impurity parameters (strength, decay length and impurity position in the quantum dot). The results of the numerical calculations represent that the optical rectification value of doped quantum dot with the repulsive impurity is stronger than the attractive impurity. Furthermore, the study of the effect of strength and direction of the applied electric field on the optical rectification shows that enhancement of the electric field strength causes to more confinement. Therefore, the optical rectification value decreases, when the value of electric field increases.

Keywords: quantum dot, optical rectification, Gaussian impurity, electric field

* Corresponding Author: phosseinpour@sut.ac.ir



یکسوساز نوری مبتنی بر نقطه کوانتومی و بررسی عوامل مؤثر بر آن

پریناز حسین‌پور*

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی سهند، شهر جدید سهند، تبریز، ایران

دریافت: 1399/04/02 ویرایش نهائی: 1400/05/21 پذیرش: 1400/07/25

doi: [10.22055/JRMB.S.2021.17267](https://doi.org/10.22055/JRMB.S.2021.17267)

چکیده

در این مقاله، نشان داده شده است که نقطه کوانتومی قرص شکل که با ناخالصی گاوسی آلائیده شده، می‌تواند به‌عنوان یک یکسوساز نوری عمل کند. وجود هم‌زمان ناخالصی و اعمال میدان الکتریکی خارجی در نقطه کوانتومی سبب می‌شود که ساختار نامتقارنی داشته باشد. این نقطه کوانتومی نامتقارن، ساختاری می‌باشد که خواص نوری غیرخطی قابل توجهی از جمله یکسوسازی نوری را نشان می‌دهد. همچنین نشان داده شده است که میزان یکسوسازی نوری می‌تواند توسط میدان خارجی و پارامترهای ناخالصی گاوسی (قدرت، طول میرایی و مکان ناخالصی در نقطه کوانتومی) کنترل شود. نتایج محاسبات عددی نشان می‌دهند که میزان یکسوسازی نوری در نقطه کوانتومی آلائیده شده با ناخالصی نوع دافع قویتر از مورد ناخالصی نوع جاذب می‌باشد. به‌علاوه، مطالعه تأثیر قدرت و جهت میدان الکتریکی اعمال شده بر روی یکسوسازی نوری نشان می‌دهد که با افزایش قدرت میدان، محدودیت حاملین افزایش یافته و در نتیجه میزان یکسوسازی نوری کاهش می‌یابد.

کلیدواژگان: نقطه کوانتومی، یکسوسازی نوری، ناخالصی گاوسی، میدان الکتریکی

مقدمه

محبوس‌سازی کوانتومی قوی و عناصر ماتریس گذار بزرگتر، می‌تواند نسبت به مواد توده‌ای به‌طرز چشمگیری افزایش یابد، و فرصت مناسبی را برای استفاده از آنها به‌عنوان یکسوساز نوری (NOR) فراهم کند. از طرف دیگر، افزودن اتم‌های ناخالصی به نانو ساختارها، به‌طور قابل توجهی خواص فیزیکی، گرمایی، الکتریکی و نوری از جمله یکسوسازی نوری [10]، تغییرات ضریب شکست و ضریب جذب [11]، ضریب تولید هماهنگ دوم [12] و تولید هماهنگ سوم [13] را تحت تأثیر قرار می‌دهد. بنابراین، ناخالصی‌ها نقش تعیین‌کننده‌ای در کنترل خواص الکترونوری ادوات نیم‌رسانا بازی می‌کنند [20-14]. به‌طور کلی، برای توصیف پتانسیل ناخالصی‌ها دو مدل

در دهه‌های اخیر، توجه بیشتری به بررسی خواص نوری غیرخطی مرتبط با گذارات درون نواری در ساختارهای نیم‌رسانای با ابعاد پایین شده است. دلیل مطالعه این خواص، کاربردهای عملی در ساخت ادوات فوتوالکتریکی، تعدیل‌کننده‌های الکترو-اپتیکی با سرعت بالا، آشکارسازهای نوری مادون قرمز، تقویت‌کننده‌های نوری نیم‌رسانا و سلول‌های خورشیدی می‌باشد [۱،۲]. در سال‌های اخیر، با پیشرفت‌های روزافزون در تکنیک‌های نانو ساخت، طراحی و تولید ساختارهای متنوع نیم‌رسانای با ابعاد پایین از جمله چاه، سیم و نقطه کوانتومی امکان‌پذیر شده است [9-3]. آثار نوری غیرخطی در نقاط کوانتومی، به‌سبب وجود

میرایی و موقعیت آن در نقطه کوآنتومی بر روی میزان یکسوسازی نوری بررسی شده است.

تئوری و روش های محاسباتی

یکی از جالبترین خواص نقاط کوآنتومی، امکان ظهور گذارهای بین زیر نوارها می باشد و اینکه عنصر ماتریسی دوقطبی گذار نوری بین زیرنوارها در نقاط کوآنتومی مقدار بزرگی دارد. این عنصر ماتریسی خیلی بزرگ و جدایی کوچک بین زیرنوارها سهم غیرخطی را در خواص نوری به شدت افزایش می دهند. همچنین سهم غیرخطی در خواص نوری مستقیماً به شدت پرتو نور فرودی وابسته می باشد، در نتیجه آثار غیرخطی مخصوصاً وقتی که نوری با شدت بالا اعمال می شود، ضروری خواهد بود. در میان خواص نوری، یکسوسازی نوری یک خاصیت نوری برای مواد غیرخطی می باشد که دارای ساختار نامتقارنی هستند. پس برای اینکه بتوان از نقاط کوآنتومی به عنوان یکسوساز نوری استفاده کرد، باید به نحوی تقارن ساختاریشان را از بین برد. به این منظور می توان از یک میدان الکتریکی خارجی استفاده کرد. ضریب یکسوسازی نوری برای گذار بین حالت پایه ($i = 1$) و اولین حالت برانگیخته ($i = 2$) را می توان از طریق فرمولبندی ماتریس چگالی و در نتیجه رابطه زیر به دست آورد [44]:

$$\chi(\omega) = \frac{4e^3 N M_{ij}^2 \delta_{ij}}{\epsilon_0 \hbar^2} \frac{\omega_j^2 (1 + \frac{T_1}{T_2}) + (\omega^2 + \frac{1}{T_2}) (\frac{T_1}{T_2} - 1)}{[(\omega_j - \omega)^2 + \frac{1}{T_2}] [(\omega_j + \omega)^2 + \frac{1}{T_2}]} \quad 1$$

که در آن با انتخاب قطبش افقی برای نور فرودی، خواهیم داشت: $\delta_{ij} = \left| \langle \psi_i | x | \psi_i \rangle - \langle \psi_j | x | \psi_j \rangle \right|$ ، $M_{ij} = \langle \psi_i | x | \psi_j \rangle$ که $\omega_{12} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$ ، در آن E_1 و E_2 به ترتیب نشان دهنده ویژه مقادیر انرژی حالت پایه و اولین حالت برانگیخته هستند. همچنین

هیدروژنگونه و گاوسی استفاده می شود، که در این میان مدل هیدروژنگونه به طور گسترده مطالعه شده [21-28] ولی مطالعات درباره مدل گاوسی اندک می باشد [31-29]. گروهی از دانشمندان به طور تجربی نشان داده اند که پروفایل ناخالصی ها در نانو ساختارها می تواند توسط آرایه ای از گیت های الکتریکی خارجی تنظیم شود [32].

در ساختارهای نامتقارن، از میان خواص نوری غیرخطی، جمله مرتبه دوم، قابل توجه می باشد. در نقاط کوآنتومی با اعمال میدان الکتریکی و یا جابه جایی ناخالصی، می توان تقارن چرخشی ساختار را از بین برد و در نتیجه خواص الکتریکی و نوری آنها را تحت تأثیر قرار داد [33-40]. خواص نوری غیرخطی در نانو ساختارها به طور گسترده مطالعه شده ولی خاصیت یکسوسازی نوری نقطه کوآنتومی آلائیده با ناخالصی گاوسی کمتر مورد توجه قرار گرفته است. برای مثال، آثار ناخالصی هیدروژنگونه در نقطه کوآنتومی بر روی خواص نوری خطی و غیر خطی مطالعه شده است [41]. یکسوسازی نوری در نقطه کوآنتومی کروی با پتانسیل محبوس سازی سهمی وار بررسی شده است [42]. شجاعی و سلطانی والا به طور نظری اثر میدان مغناطیسی و الکتریکی را بر روی NOR در یک نقطه کوآنتومی دوبعدی آلائیده با ناخالصی هیدروژنگونه مطالعه کرده اند [23]. همچنین اثر قدرت پتانسیل محبوس سازی بر روی NOR نقطه کوآنتومی دارای ناخالصی هیدروژنگونه به روشی احتمالی بررسی شده است [43].

در این مقاله، خاصیت یکسوسازی نقطه کوآنتومی قرص شکل و عوامل تأثیرگذار بر آن مطالعه شده است. محاسبات عددی در قالب جرم مؤثر انجام شده و تأثیر جهت و قدرت میدان الکتریکی اعمال شده و پارامترهای ناخالصی گاوسی از جمله قدرت، طول

نقطه نشان می‌دهد [46]. حال با استفاده از جملات فوق می‌توان شکل کلی هامیلتونی را به صورت زیر نوشت:

$$H = \frac{1}{2m^*}(\bar{p} - e\bar{A})^2 + \frac{1}{2}m^*\omega_0^2(x^2 + y^2) + eFx \cos\theta + \frac{\alpha_R}{\hbar}[\bar{\sigma} \times (\bar{p} - e\bar{A})]_z + V_0 e^{-[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]/d^2} \quad 2$$

با توجه به جملات موجود در هامیلتونی، می‌توان فرم ماتریسی آن را با استفاده از شکل عملگری $\hat{x}, \hat{y}, \hat{p}_x, \hat{p}_y$ به دست آورد. این عملگرها برحسب عملگرهای خلق (a_x^+, a_y^+) و فنا (a_x, a_y) که در زیر آورده شده، نوشته می‌شوند:

$$\begin{aligned} a_x &= \sqrt{\frac{m^*\omega_0}{2\hbar}}(\hat{x} + \frac{i}{m^*\omega_0}\hat{p}_x) \\ a_y &= \sqrt{\frac{m^*\omega_0}{2\hbar}}(\hat{y} + \frac{i}{m^*\omega_0}\hat{p}_y) \\ a_x^+ &= \sqrt{\frac{m^*\omega_0}{2\hbar}}(\hat{x} - \frac{i}{m^*\omega_0}\hat{p}_x) \\ a_y^+ &= \sqrt{\frac{m^*\omega_0}{2\hbar}}(\hat{y} - \frac{i}{m^*\omega_0}\hat{p}_y) \end{aligned} \quad 3$$

عناصر ماتریسی هامیلتونی کل به صورت زیر داده می‌شوند:

$$\begin{aligned} \langle n, m | H | n', m' \rangle &= \langle n, m | \hbar\omega_0 (\frac{1}{2} + a_x^+ a_x) | n', m' \rangle + \langle n, m | \hbar\omega_0 (\frac{1}{2} + a_y^+ a_y) | n', m' \rangle + \langle n, m | \frac{\alpha_R \sqrt{2m^*\hbar\omega_0}}{4\hbar} (a_x \sigma_+ + a_x^+ \sigma_- - a_x \sigma_- - a_x^+ \sigma_+) | n', m' \rangle + \langle n, m | \frac{i\alpha_R \sqrt{2m^*\hbar\omega_0}}{4\hbar} (a_y^+ \sigma_+ - a_y \sigma_- + a_y^+ \sigma_- - a_y \sigma_+) | n', m' \rangle + \langle n, m | \frac{eF \cos\theta}{2} \sqrt{\frac{2\hbar}{m^*\omega_0}} (a_x^+ + a_x) | n', m' \rangle + \langle n, m | V^{imp} | n', m' \rangle \end{aligned} \quad 4$$

T_1 و T_2 به ترتیب چگالی دوقطبی‌های تشکیل شده در نقطه کوانتومی در اثر اعمال نور فرودی، زمان‌های واهلش طولی و عرضی می‌باشند.

همان‌طور که رابطه 1 نشان می‌دهد، برای به دست آوردن ضریب یکسوسازی نوری، باید ویژه مقادیر انرژی و ویژه توابع موج محاسبه شوند. بدین منظور از معادله شرودینگر مستقل از زمان ($H\Psi = E\Psi$) استفاده می‌شود که در آن هامیلتونی (H) نقطه کوانتومی آلایده شده با ناخالصی گاوسی و تحت تأثیر میدان الکتریکی خارجی و با در نظر گرفتن اثر اسپین، مجموعی از جملات زیر خواهد بود: 1: انرژی جنبشی $(\frac{1}{2m^*}(\bar{p} - e\bar{A})^2)$ که در آن m^* جرم مؤثر الکترون در شرایط متعارف ($T=300$ K و $P=1$ bar) و $\bar{A} = \frac{B}{2}(-y, x, 0)$

پتانسیل برداری و B میدان مغناطیسی می‌باشد، 2: پتانسیل محبوس‌سازی الکترون به صورت نوسانگر هماهنگ ساده ($\frac{1}{2}m^*\omega_0^2(x^2 + y^2)$) که در آن $\hbar\omega_0$ قدرت پتانسیل محبوس‌سازی می‌باشد، 3: اندرکنش اسپین-مدار راشبا [45] $(\frac{\alpha_R}{\hbar}[\bar{\sigma} \times (\bar{p} - e\bar{A})]_z)$ که در آن α_R قدرت اندرکنش و $\bar{\sigma}$ ماتریس پائولی می‌باشند، 4: پتانسیل الکتریکی

$e\vec{F} \cdot \vec{r} = eFx \cos\theta$ که در آن F قدرت میدان الکتریکی خارجی و θ جهت اعمال آن را نشان می‌دهد و زاویه بین میدان الکتریکی اعمالی و راستای x در صفحه دیسک نقطه کوانتومی می‌باشد. لازم به ذکر است که مقدار $F \cos\theta$ را می‌توان به عنوان قدرت میدان الکتریکی مؤثر نیز در نظر گرفت. و 5: پتانسیل ناخالصی

که در آن $V^{imp} = V_0 e^{-[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]/d^2}$ قدرت پتانسیل ناخالصی ($V_0 > 0$) نشانگر ناخالصی نوع دافع و $V_0 < 0$ نشانگر ناخالصی نوع جاذب می‌باشد، d طول میرایی آن و (x_0, y_0) مکان ناخالصی را درون

ماتریس، می توان ویژه مقادیر و ویژه توابع آن را به دست آورد. در محاسبات ما ویژه مقادیر انرژی به ازای بعد ماتریس 28 همگرا شده و در نتیجه تمامی محاسبات برای ماتریس با بعد 28 انجام شده است.

نتایج محاسبات

در این بخش، نتایج عددی محاسبات مربوط به نقطه کوآنتومی از جنس InAs نشان داده شده است. پارامترهای استفاده شده در محاسبات عبارتند از: $T_1 = 1ps, T_2 = 2ps, N = 3.59 \times 10^2 m^{-3}$ و $m^* = 0.023m_e$. همچنین قدرت پتانسیل محبوس سازی و اندرکنش اسپین-مدار راشبا نیز به ترتیب $\alpha_R = 20meV \cdot nm$ و $\hbar\omega_0 = 4meV$ در نظر گرفته شده اند. همان طور که در بخش مقدمه اشاره شد، خاصیت یکسوسازی نوری در ساختارهای نامتقارن دیده می شود. به همین دلیل در نقاط کوآنتومی، حضور ناخالصی و یک میدان الکتریکی خارجی ضروری می باشد. همچنین با استفاده از این عوامل، می توان مقدار یکسوسازی نوری را تنظیم نمود. بدین منظور، ابتدا تأثیر پارامترهای ناخالصی گاوسی بر روی NOR بررسی می شود. شکل 1 تنظیم میزان یکسوسازی نوری را توسط قدرت پتانسیل ناخالصی در نقطه کوآنتومی که تحت تأثیر میدان های خارجی الکتریکی و مغناطیسی قرار گرفته، نشان می دهد. شکل 1 نشان دهنده آنست که در محدوده طول موجی مادون قرمز (IR) یکسوسازی نوری صورت می گیرد و با کاهش قدرت پتانسیل ناخالصی نوع دافع، می توان به میزان بیشتری از یکسوسازی نوری دست یافت. دلیل این رفتار را می توان با توجه به رابطه 1 بیان کرد. رابطه نشان می دهد که مقدار یکسوسازی نوری وابسته به کمیت $M_{12}^2 \delta_{12}^2$ است که عامل هندسی (GF) نامیده می شود.

که در آن $\sigma_{\pm} = \sigma_x \pm i\sigma_y$ می باشد و عناصر ماتریسی ناخالصی $\langle n, m | V^{imp} | n', m' \rangle$ به صورت زیر داده می شوند [47]:

$$(V^{imp})_{n,m,n',m'} = D_x D_y \sum_{k=0}^{\min(n,n')} \sum_{l=0}^{\min(m,m')} f(k,n,n') g(l,m,m') \quad (5)$$

که در آن داریم:

$$D_x = A \lambda_x \sqrt{\pi} / \delta_x, D_y = A \lambda_y \sqrt{\pi} / \delta_y$$

$$f(k,n,n') = 2^k k! C_k^n C_k^{n'} (1 - \alpha_x^*)^{\frac{n+n'}{2}-k} H_{n+n'-2k}(\alpha_1 \rho_x)$$

$$g(l,m,m') = 2^l l! C_l^m C_l^{m'} (1 - \alpha_y^*)^{\frac{m+m'}{2}-l} H_{m+m'-2l}(\beta_1 \rho_y)$$

$$A = \alpha / \sqrt{2^{n+n'} n! n'! \pi}, \quad B = \alpha / \sqrt{2^{m+m'} m! m'! \pi}$$

$$\lambda_x = \exp[-x_0^2 (\delta_x^2 - \frac{1}{d^2}) / d^2 \delta_x^2], \quad (6)$$

$$\lambda_y = \exp[-y_0^2 (\delta_y^2 - \frac{1}{d^2}) / d^2 \delta_y^2],$$

$$\delta_x^2 = \alpha_x^2 + \frac{1}{d^2}, \quad \delta_y^2 = \alpha_y^2 + \frac{1}{d^2},$$

$$\alpha_x^* = \alpha / \delta_x, \quad \rho_x = x_0 / d^2 \delta_x,$$

$$\alpha_y^* = \alpha / \delta_y, \quad \rho_y = y_0 / d^2 \delta_y,$$

$$\alpha_1 = \alpha_x^* / \sqrt{1 - \alpha_x^{*2}}, \quad \beta_1 = \alpha_y^* / \sqrt{1 - \alpha_y^{*2}},$$

$$C_k^n = \frac{n!}{(n-k)! k!}.$$

عناصر ماتریسی هامیلتونی از بسط ماتریس برحسب ویژه توابع الکترون محبوس شده در پتانسیل نوسانگر هماهنگ ساده دو بعدی:

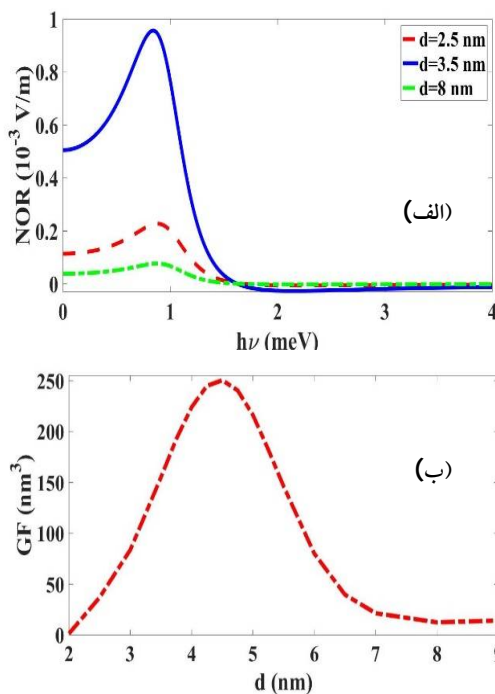
$$\varphi_n(x(y)) = \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\frac{\alpha^2 x^2 (y^2)}{2}} H_n(\alpha x(y))$$

که در آن H_n چندجمله ای هرمیتی از مرتبه n .

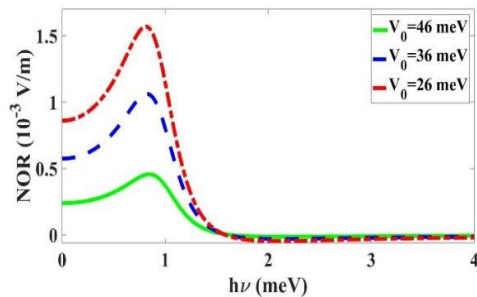
$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \text{ و } \Omega = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{\omega_c^2}{4}}, \alpha = \sqrt{\frac{m^* \Omega}{\hbar}}$$

است، به دست آمده اند. حال به روش قطری سازی

نتیجه ماتریس گذار (M_{12}) و به تبع آن GF کاهش می‌یابد. همچنین با مقایسه منحنی‌های ناخالصی نوع دافع و جاذب نتیجه می‌شود که مقدار عامل هندسی در ناخالصی نوع جاذب بسیار ناچیز می‌باشد. دلیل این رفتار آنست که الکترون در نقطه کوآنتومی آلییده با ناخالصی نوع جاذب بیشتر از ناخالصی نوع دافع محبوس و جایگزیده می‌شود. از این رو، نقطه کوآنتومی آلییده شده با ناخالصی نوع دافع، یکسوسازی نوری قابل توجهی را نشان خواهد داد. به همین دلیل در این مقاله، رفتار نقطه کوآنتومی آلییده شده با ناخالصی نوع دافع مطالعه شده است. لازم به ذکر می‌باشد که روند تغییرات ویژه مقادیر انرژی این نوع نقطه کوآنتومی در کار قبلی مان به طور مفصل بررسی شده است [48]. کنترل یکسوسازی نوری توسط سایر پارامترهای دیگر ناخالصی گاوسی از جمله طول میرایی و مکان آن در نقطه کوآنتومی در شکل 3 و 4 نشان داده شده است.

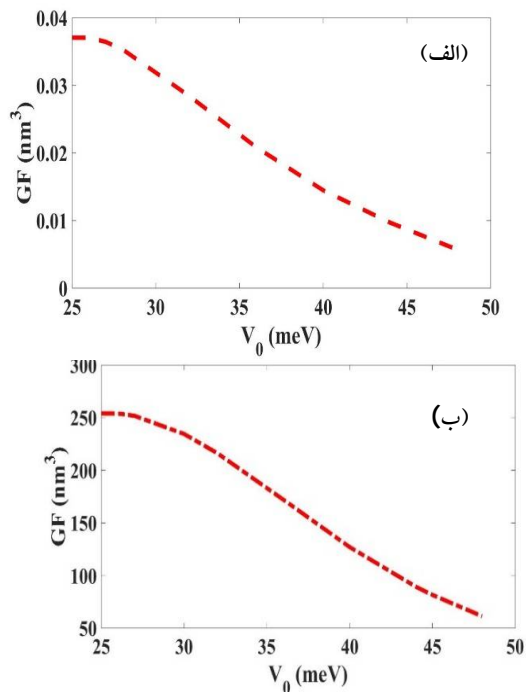


شکل 3. الف: ضریب یکسوسازی نوری نقطه کوآنتومی آلییده با ناخالصی نوع دافع گاوسی ($V_0=32 \text{ meV}$, $x_0=0 \text{ nm}$) برحسب انرژی نور فرودی و به‌ازای طول میرایی‌های مختلف ناخالصی و ب: عامل هندسی



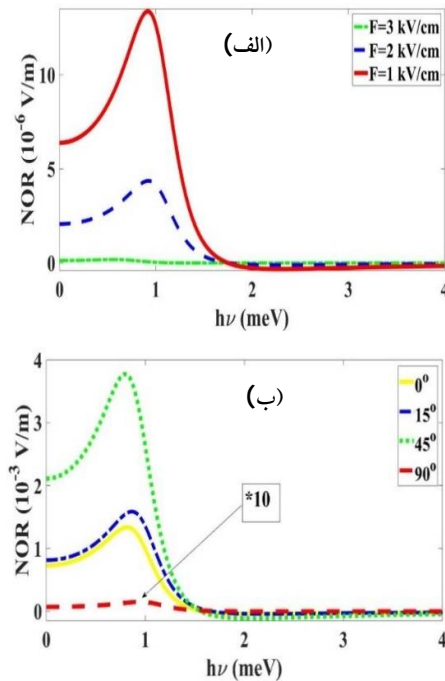
شکل 1. ضریب یکسوسازی نوری نقطه کوآنتومی آلییده با ناخالصی گاوسی نوع دافع ($d=5 \text{ nm}$, $x_0=0 \text{ nm}$) برای گذار از حالت پایه به اولین حالت برانگیخته برحسب انرژی نور فرودی و به‌ازای قدرت‌های مختلف پتانسیل ناخالصی ($B=2\text{T}$ و $\theta=0$, $F=0.5 \text{ kV/cm}$).

رفتار عامل هندسی برحسب قدرت پتانسیل ناخالصی نوع دافع و جاذب در شکل 2 نشان داده شده است. کاهش عامل هندسی با افزایش قدرت پتانسیل ناخالصی در شکل مشاهده می‌شود.



شکل 2. عامل هندسی (GF) نقطه کوآنتومی آلییده با ناخالصی الف: نوع دافع و ب: جاذب گاوسی ($d=5 \text{ nm}$, $x_0=0 \text{ nm}$) برای گذار از حالت پایه به اولین حالت برانگیخته برحسب قدرت پتانسیل ناخالصی و به‌ازای میدان‌های خارجی $B=2\text{T}$ و $\theta=0$, $F=0.5 \text{ kV/cm}$.

در واقع، با افزایش V_0 میزان محبوس‌سازی یا جایگزیدگی الکترون در نقطه کوآنتومی افزایش و در



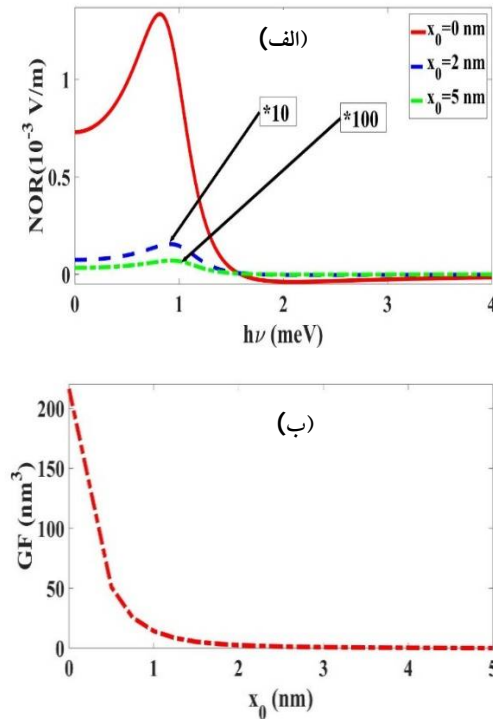
شکل 5. ضریب یکسوسازی نوری نقطه کوآنتومی آلاینده با ناخالصی نوع دافع گاوسی ($V_0=32$ meV, $d=5$ nm) برحسب انرژی نور فرودی، به ازای الف: اندازه و ب: جهت های مختلف میدان الکتریکی اعمال شده ($B=2T$ و $F=0.5$ kV/cm, $\theta=0$).

مشاهده می شود که با افزایش قدرت میدان الکتریکی، حاملین به شدت جایگزیده شده در نتیجه عناصر ماتریس گذار و به تبع آن GF و میزان یکسوسازی کاهش می یابد. به طوری که در میدان های خیلی قوی، شاهد یکسوسازی نوری نخواهیم بود. با تغییر جهت میدان الکتریکی اعمالی، در واقع میزان میدان الکتریکی مؤثر تغییر می یابد. با تغییر θ از 0 تا 45 درجه، $\cos\theta$ کاهش یافته، در نتیجه مقدار میدان مؤثر نیز کمتر می شود. پس با کاهش میدان، مقدار یکسوسازی نوری افزایش می یابد. در زاویه $\theta=90^\circ$ ، گویی میدان الکتریکی حذف شده و بنابراین یکسوسازی نوری وجود نخواهد داشت.

نتیجه گیری

در این مقاله، نشان داده شد که نقطه کوآنتومی آلاینده با ناخالصی نوع گوسین می تواند به عنوان یکسوساز

برای گذار از حالت پایه به اولین حالت برانگیخته برحسب طول میرایی ناخالصی ($B=2T$ و $\theta=0$, $F=0.5$ kV/cm).



شکل 4. الف: ضریب یکسوسازی نوری نقطه کوآنتومی آلاینده با ناخالصی نوع دافع گاوسی ($V_0=32$ meV, $d=5$ nm) برحسب انرژی نور فرودی و به ازای مکان های مختلف ناخالصی در نقطه کوآنتومی و ب: عامل هندسی برای گذار از حالت پایه به اولین حالت برانگیخته برحسب فاصله بین ناخالصی و مرکز نقطه ($B=2T$ و $\theta=0$, $F=0.5$ kV/cm).

با فاصله گرفتن ناخالصی از مرکز نقطه کوآنتومی، فاصله بین ترازهای انرژی بیشتر شده و در نتیجه همپوشانی توابع موج و همچنین ماتریس گذار کاهش می یابند. به همین علت، با افزایش فاصله ناخالصی از مرکز نقطه، مقدار عامل هندسی و به تبع آن NOR کاهش می یابد؛ به طوری که بیشترین میزان یکسوسازی نوری را می توان به ازای ناخالصی واقع در مرکز نقطه به دست آورد.

در شکل 5 کنترل یکسوسازی نوری توسط اندازه و جهت میدان الکتریکی خارجی نشان داده شده است.

[3] P. Ramvall, S. Tanaka, S. Nomura, P. Riblet, Y. Aoyagi, Observation of confinement-dependent exciton binding energy of GaN quantum dots, *Applied Physics Letter* **73** (1998) 1104. <https://doi.org/10.1063/1.122098>

[4] M.A. Reed, J.N. Randall, R.J. Aggarwal, R.J. Matyi, T.M. Moore, A.E. Wetsel, Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure, *Physical Review Letters* **60** (1988) 535. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.535>

[5] K. Kash, A. Scherer, J.M. Worlock, H.C. Craighead, M.C. Tamargo, Optical spectroscopy of ultrasmall structures etched from quantum wells, *Applied Physics Letter* **49** (1986) 1043. <https://doi.org/10.1063/1.97466>

[6] H. Brune, M. Giovannini, K. Bromann, K. Kern, Self-organized growth of nanostructure arrays on strain-relief patterns, *Nature* **394** (1998) 451-453. <https://doi.org/10.1038/28804>

[7] P. Jansen, Growth of nanostructures by cluster deposition: Experiments and simple models, *Review Modern Physics* **71** (1999) 1695. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.71.1695>

[8] L.P. Kouwenhoven, C. Marcus, Quantum dots, *Physics World* **11** (1998) 35. <https://doi.org/10.1088/2058-7058/11/6/26>

[9] L.P. Kouwenhoven A.T. Johnson, N.C. Van der Vaart, C.J.P.M. Harmans, C.T. Foxon, Quantized current in a quantum-dot turnstile using oscillating tunnel barriers, *Physical Review Letters* **67** (1991) 1626. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.1626>

[10] A. Zapata, R.E. Acosta, R.E. Mora-Ramos, C.A. Duque, Exciton-related

مادون قرمز عمل کند و در اپتیک و الکترونیک کاربرد فراوانی داشته باشد. همچنین کنترل میزان یکسوسازی نوری توسط پارامترهای ناخالصی و میدان الکتریکی خارجی بررسی شده است. نتایج نشان دادند که با افزایش قدرت ناخالصی، محدودیت حاملین افزایش یافته و در نتیجه NOR کاهش می‌یابد. همچنین در مقایسه با ناخالصی نوع جاذب، میزان یکسوسازی نوری نقطه کوانتومی آلائیده با ناخالصی دافع بسیار زیاد می‌باشد. با فاصله گرفتن ناخالصی از مرکز نقطه، همپوشانی توابع موج و در نتیجه میزان یکسوسازی نوری کاهش می‌یابد؛ به طوری که بیشترین میزان یکسوسازی نوری به ازای ناخالصی واقع در مرکز نقطه اتفاق می‌افتد. همچنین NOR نقطه کوانتومی به ازای اندازه و جهت مختلف میدان الکتریکی بررسی شد و نتایج نشان دادند که افزایش مقدار میدان، میزان محدودیت حاملین در QD را افزایش داده و میزان یکسوسازی را کاهش می‌دهد. از این نتایج نظری به دست آمده، می‌توان در کارهای تجربی استفاده کرده و میزان یکسوسازی نوری دلخواه را توسط نقاط کوانتومی تنظیم نمود.

مرجع‌ها

- [1] R.K. Choubey, R. Trivedi, M. Das, P.K. Sen, P. Sen, S. Kar, K.S. Bartwal, R.A. Ganeev, Growth and study of nonlinear refraction and absorption in Mg doped LiNbO₃ single crystals, *Crystal Growth* **311** (2009) 2597-2601. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2009.02.013>
- [2] A.J. Nozik, Quantum dot solar cells, *Physica E* **14** (2002) 115-120. [https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(02\)00374-0](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(02)00374-0)

- Physics Letter* **86** (2005) 211117.
<https://doi.org/10.1063/1.1937993>
- [17] E. Mujagic, M. Austerer, S. Schartner, M. Nobile, L.K. Hoffmann, W. Schrenk, G. Strasser, M.P. Semtsiv, I. Bayrakli, M. Wienold, W.T. Masselink, Impact of doping on the performance of short-wavelength InP-based quantum cascade lasers, *Applied Physics* **103** (2008) 033104.
<https://doi.org/10.1063/1.2837871>
- [18] P.G. Bolcatto, C.R. Proetto, Shape and dielectric mismatch effects in semiconductor quantum dots, *Physical Review B* **59** (1999) 12487.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.12487>
- [19] S. Bednarek, K. Lis, B. Szafran, Quantum dot defined in a two-dimensional electron gas at a n-AlGaAs/GaAs heterojunction: Simulation of electrostatic potential and charging properties, *Physical Review B* **77** (2008) 115320.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.115320>
- [20] A. Kwasniowski, J. Adamowski, Effect of confinement potential shape on exchange interaction in coupled quantum dots, *Physics Condensed Matter* **20** (2008) 215208.
<https://doi.org/10.1088/09538984/20/21/215208>
- [21] S. Baskoutas, E. Paspalakis, A.F. Terzis, Electronic structure and nonlinear optical rectification in a quantum dot: effects of impurities and external electric field, *Physics Condensed Matter* **19** (2007) 395024.
<https://doi.org/10.1088/09538984/19/39/395024>
- [22] B. Cakir, Y. Yakar, A. Ozmen, M.O. Sezer, M. Sahin, Linear and nonlinear optical absorption coefficients and binding energy of a spherical quantum dot, *Superlattices and Microstructure* **47** (2010) 556-566.
<https://doi.org/10.1016/j.spmi.2009.12.002>
- nonlinear optical properties in cylindrical quantum dots with asymmetric axial potential: combined effects of hydrostatic pressure, intense laser field, and applied electric field, *Nanoscale Research Letter* **7** (2012) 508. <https://doi.org/10.1186/1556-276X-7-508>
- [11] C.H. Liu, B.R. Xu, Theoretical study of the optical absorption and refraction index change in a cylindrical quantum dot, *Physics Letter A* **372** 6 (2008) 888-892.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2007.08.046>
- [12] G. Liu, K. Guo, Q. Wu, J.H. Wu, Polaron effects on the optical rectification and the second harmonic generation in cylindrical quantum dots with magnetic field, *Superlattices and Microstructures* **53** (2013) 173-183.
<https://doi.org/10.1016/j.spmi.2012.09.007>
- [13] S. Shao, K.X. Guo, Z.H. Zhang, N. Li, C. Peng, Third-harmonic generation in cylindrical quantum dots in a static magnetic field, *Solid State Communication* **151** (2011) 289-292.
<https://doi.org/10.1016/j.ssc.2010.12.003>
- [14] A.S. Sachrajda, Y. Feng, R.P. Taylor, G. Kirczenow, L. Henning, J. Wang, P. Zawadzki, P.T. Coleridge, Magnetoconductance of a nanoscale antidote, *Physical Review B* **50** (1994) 10856.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.10856>
- [15] V. Margulis, A.V. Shorokhov, Hybrid-impurity resonances in anisotropic quantum dots, *Physica E* **41** (2009) 483-486.
<https://doi.org/10.1016/j.physe.2008.09.020>
- [16] V.D. Jovanovic, D. Indjin, N. Vukmirovic, Z. Lkonic, P. Harrison, E.H. Linfield, H. Page, X. Marcadet, C. Sirtori, C. Worall, H.A. Beere, D.A. Ritchie, Mechanisms of dynamic range limitations in GaAs/AlGaAs quantum-cascade lasers: Influence of injector doping, *Applied*

- [29] S. Kang, J. Li, T.Y. Shi, Investigation of hydrogenic-donor states confined by spherical quantum dots with B-splines, *Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **39** (2006) 3491. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/39/17/007>
- [30] E. Räsänen, J. Könemann, R.J. Puska, M.J. Puska, R.M. Nieminen, Impurity effects in quantum dots: Toward quantitative modeling, *Physical Review B* **70** (2004) 115308. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.115308>
- [31] J.M. Ferreyra, P. Bosshard, C.R. Proetto, Strong-confinement approach for impurities in parabolic quantum dots, *Physical Review B* **55** (1997) 13682. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.13682>
- [32] P.A. Sundqvist, V. Narayan, S. Stafström, M. Willander, Self-consistent drift-diffusion model of nanoscale impurity profiles in semiconductor layers, quantum wires, and quantum dots, *Physical Review B* **67** (2003) 165330. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.165330>
- [33] S. Baskoutas, E. Paspalakis, A.F. Terzis, Electronic structure and nonlinear optical rectification in a quantum dot: effects of impurities and external electric field, *Physics Condensed Matter* **19** (2007) 395024. <https://doi.org/10.1088/09538984/19/39/395024>
- [34] T. Ezaki, N. Mori, C. Hamaguchi, Electronic structures in circular, elliptic, and triangular quantum dots, *Physical Review B* **56** (1997) 6428. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.56.6428>
- [35] Y. Tokura, S. Sasaki, D.G. Austing, S. Tarucha, Excitation spectra and exchange interactions in circular and elliptical
- [23] S. Shojaei, A. Soltani Vala, Nonlinear optical rectification of hydrogenic impurity in a disk-like parabolic quantum dot: The role of applied magnetic field, *Physica E* **70** (2015) 108-112. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2015.01.034>
- [24] J.H. Yuan, Y. Zhang, X. Guo, J. Zhang, H. Mo, The low-lying states and optical absorption properties of a hydrogenic impurity in a parabolic quantum dot modulation by applied electric field, *Physica E* **68** (2015) 232-238. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2015.01.006>
- [25] T. Chen, W. Xie, S. Liang, Optical and electronic properties of a two-dimensional quantum dot with an impurity, *Luminescence* **139** (2013) 64-68. <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2013.02.030>
- [26] S. Liang, W. Xie, X. Li, H. Shen, Photoionization and binding energy of a donor impurity in a quantum dot under an electric field: Effects of the hydrostatic pressure and temperature, *Superlattices and Microstructures* **49** (2011) 623-631. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2011.03.013>
- [27] L.C. Sugirtham, A.J. Peter, C.W. Lee, Electric field-induced nonlinear optical properties of a hydrogenic impurity in a GaAs/GaAlAs quantum dot: effects of spin-orbit interactions, *Phase Transitions* **88** (2015) 407-420. <https://doi.org/10.1080/01411594.2014.984709>
- [28] N. Raigoza, A.L. Morales, A. Montes, N. Porrás-Montenegro, C.A. Duque, Stress effects on shallow-donor impurity states in symmetrical GaAs/Al_xGa_{1-x}As double quantum wells, *Physical Review B* **69** (2004) 045323. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.045323>

- [42] B. Cakir, Y. Yakar, A. Ozmen, M.O. Sezer, M. Sahin, Linear and nonlinear optical absorption coefficients and binding energy of a spherical quantum dot, *Superlattices and Microstructure* **47** (2010) 556-566.
<https://doi.org/10.1016/j.spmi.2009.12.002>
- [43] W. Xie, Nonlinear optical rectification of a hydrogenic impurity in a disc-like quantum dot, *Physica B* **404** (2009) 4142-4145.
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2009.07.177>
- [44] M. Zaluzny, Saturation of intersubband absorption and optical rectification in asymmetric quantum wells, *Applied Physics* **74** (1993) 4716.
<https://doi.org/10.1063/1.354339>
- [45] E.I. Rashba, Properties of semiconductors with an extremum loop. 1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop, *Soviet Physics Solid State* **2** (1960) 1109.
- [46] N. Kumar Datta, M. Ghosh, Oscillatory impurity potential induced dynamics of doped quantum dots: Analysis based on coupled influence of impurity coordinate and impurity influenced domain, *Chemical Physics* **372** (2010) 82.
<https://doi.org/10.1016/j.chemphys.2010.05.004>
- [47] N. Kumar Datta, M. Ghosh, Impurity strength and impurity domain modulated frequency-dependent linear and second nonlinear response properties of doped quantum dots, *Physica Status Solidi B* **248** (2011) 1941.
<https://doi.org/10.1002/pssb.201147065>
- [48] P. Hosseinpour, A. Soltani-Vala, J. Barvestani, Effect of impurity on the absorption of a parabolic quantum dot with including Rashba spin-orbit interaction, *Physica E* **80** (2016) 48-52.
<https://doi.org/10.1016/j.physe.2016.01.003>
- quantum dots, *Physica B* **298** (2001) 260-266.
[https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(01\)00313-1](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(01)00313-1)
- [36] G. Lin, Anisotropic Harmonic Oscillator in a Static Electromagnetic Field, *Communications in Theoretical Physics* **38** (2002) 667.
<https://doi.org/10.1088/0253-6102/38/6/667>
- [37] Y. Qiucheng, G. Kangxian, H. Meilinm, Z. Zhongmin, L. Keyin, L. Dongfeng, Study on the optical rectification and second-harmonic generation with position-dependent mass in a quantum well, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **119** (2018) 50-55.
<https://doi.org/10.1016/j.jpics.2018.03.031>
- [38] S. Pal, M. Ghosh, Tailoring nonlinear optical rectification coefficient of impurity doped quantum dots by invoking Gaussian white noise, *Optical and Quantum Electronics* **48** (2016) 372.
<https://doi.org/10.1007/s11082-016-0640-9>
- [39] J. Ganguly, M. Ghosh, Modulating optical second harmonic generation of impurity-doped quantum dots in presence of Gaussian white noise, *Physica Status Solidi B* **253** (2016) 1093.
<https://doi.org/10.1002/pssb.201552606>
- [40] J. Ganguly, S. Saha, A. Bera, M. Ghosh, Modulating optical rectification, second and third harmonic generation of doped quantum dots: Interplay between hydrostatic pressure, temperature and noise, *Superlattices and Microstructures* **98** (2016) 385.
<https://doi.org/10.1016/j.spmi.2016.08.052>
- [41] S. Yilmaz, Nonlinear Optical Rectification and Oscillator Strength in a Spherical Quantum Dot with an Off-Center Hydrogenic Impurity in Presence of an Applied Electric Field, *Computational and Theoretical Nanoscience* **10** (2013) 2019.
<https://doi.org/10.1166/jctn.2013.3163>