

Effects of interdiffusion and temperature on optoelectronic properties of $In_{1-x}Ga_xAs / InAs / In_{1-y}Al_yAs$ Quantum Well

Leila Mojarad Gharabagh*, Vigen Aziz Aghchegala

Department of Physics, Faculty of Science Urmia University of Technology, Urmia, Iran

Received: 20.10.2019 Revised: 16.07.2021 Accepted: 08.02.2022

Doi: [10.22055/jrmbms.2022.17412](https://doi.org/10.22055/jrmbms.2022.17412)

Abstract

The effect of interdiffusion of Al , Ga and In atoms on potential profile, energy levels and ground state probability density of electron in $In_{1-x}Ga_xAs / InAs / In_{1-y}Al_yAs$ quantum well is investigated for small values of diffusion length in the framework of first order perturbation theory. It is shown that interdiffusion leads to an asymmetric profile for the potential and to the rise up of energy levels and to the increase of localization degree of the probability density with a small shift across the growth axis. The spontaneous effects of interdiffusion and temperature on chemical potential energy and the intersubband absorption coefficient is investigated in the mentioned structure as well. It is shown that for a given value of diffusion length, the chemical potential decreases with the increase of temperature, and also for a given value of temperature the chemical potential increases with the increase of diffusion length. It is also shown that the increase of diffusion length leads to a considerable decrease in intersubband absorption coefficient and to the blue shift of its spectrum.

Keywords: Quantum Well; Interdiffusion ; temperature; chemical potential ; intersubband absorption coefficient

* Corresponding Author: leilamojaradgharabagh@yahoo.com

اثر هم‌زمان پخش بینابینی و دما روی خواص الکترونیک نوری چاه

 $In_{1-x}Ga_xAs/InAs/In_{1-y}Al_yAs$ کوآنتومی

لیلا مجرد قره باغ*، ویگن عزیز آغچه قلعه

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه، ایران

دریافت: ۱۳۹۸/۰۷/۲۸ ویرایش نهایی: ۱۴۰۰/۰۴/۲۵ پذیرش: ۱۴۰۰/۱۱/۱۹

Doi: [10.22055/jrmb.2022.17412](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17412)

چکیده

تأثیر پخش بینابینی اتم‌های آلومینیوم، گالیوم و ایندیوم روی نمای پتانسیل، وابستگی دانسیته احتمال حالت زمینه الکترون از مختصه Z (محور Z راستای رشد است) و نیز روی ترازهای انرژی الکترون در چاه کوآنتومی $In_{1-x}Ga_xAs/InAs/In_{1-y}Al_yAs$ برای مقادیر کوچک طول پخش در چارچوب نظریه اختلال مرتبه اول مورد بررسی قرار گرفته است. نشان داده شده است که پخش بینابینی باعث پخش شدن و نامتقارن شدن نمای پتانسیل و افزایش درجه جایگزیدگی دانسیته احتمال می‌گردد و ترازهای انرژی الکترون در چاه پتانسیل بالا می‌آیند. همچنین اثر هم‌زمان پخش بینابینی و دما روی پتانسیل شیمیایی و ضریب جذب داخل نواری در ساختار مذکور مطالعه شده است. نشان داده شده است که پتانسیل شیمیایی برای یک مقدار معین طول پخش با افزایش دما کاهش می‌یابد و برای یک مقدار معین دما با افزایش طول پخش افزایش می‌یابد. همچنین نشان داده شده است که افزایش طول پخش منجر به کاهش قابل توجه ضریب جذب داخل نواری و جابه‌جایی به سمت آبی طیف آن می‌گردد.

کلیدواژگان: پخش بینابینی، دما، چاه کوآنتومی، پتانسیل شیمیایی، ضریب جذب داخل نواری

مقدمه

خواص الکترونیکی و اپتیکی آنها است. این خواص به‌شدت به‌شکل چاه پتانسیل کوآنتومی وابسته است [۲]. به‌دلیل کاربردهای چاه‌های کوآنتومی در وسایل اپتیکی مطالعات زیادی بر روی خواص اپتیکی خطی و غیر خطی از جمله ضریب جذب، تغییرات ضریب شکست و پذیرفتاری اپتیکی در گذارهای اپتیکی انجام شده است. به‌عنوان مثال، خواص اپتیکی چاه‌های کوآنتومی چندگانه و اثر تعداد چاه‌ها بر ضریب جذب و ضریب شکست مرتبه اول و مرتبه سوم غیر خطی

در سه دهه اخیر توجه بسیاری از دانشمندان حوزه فیزیک نظری و تجربی به ساختارهای نیم‌رسانای ناهمگون دوبعدی معطوف شده است [۱]. در حدود دو سوم از تحقیقات در زمینه فیزیک نیم‌رساناها بر روی چند ساختارهای نیم‌رسانا که شامل چاه‌های کوآنتومی، سیم‌های کوآنتومی و نقاط کوآنتومی می‌باشند، انجام می‌پذیرد اهمیت سیستم‌های کوآنتومی شامل چاه‌های کوآنتومی و نانو ساختارها به‌دلیل

* نویسنده مسئول: leilamojaradgharabagh@yahoo.com



مورد مطالعه قرار گرفته است [۳]. اثر میدان الکتریکی و مغناطیسی بر ضریب جذب و ضریب شکست مرتبه اول و مرتبه سوم غیر خطی یک ناخالصی هیدروژن گونه در یک چاه کوآنتومی $GaAs / AlGaAs$ در مرجع [۴] بررسی شده است.

پخش بینابینی فرآیندی است که در آن به دلیل اختلاف پتانسیل بین چاه و سد پتانسیل جای اتم‌ها عوض می‌شود. این پدیده به‌طور طبیعی اتفاق می‌افتد و منجر به تغییر نمای مستطیلی چاه و سد پتانسیل می‌گردد. رفته رفته قسمت پایین چاه تنگ‌تر و قسمت بالای آن پهن‌تر می‌شود، در ادامه فرآیند کف چاه بالا می‌آید و لبه چاه پهن‌تر می‌گردد و با گذشت زمان بسیار طولانی چاه و سد یکی می‌شوند.

در مرجع [۵] نشان داده شده است که فرآیند پخش بینابینی منجر به ناپدید شدن تقارن کروی نقاط کوآنتومی، عریض‌تر شدن باندهای کوچک انرژی، کاهش قابل توجه ضریب جذب نوری بین نواری در یک ابرشبکه سه بعدی متشکل از نقاط کوآنتومی بدو کروی می‌شود.

اثر پخش بینابینی بر روی ساختار نواری و ضریب جذب داخل نواری در چاه کوآنتومی دوگانه مورد مطالعه قرار گرفته است [۶]. نشان داده شده است که پتانسیل مقید کننده واقعی چاه پتانسیل دو گانه می‌تواند به‌طور موفقیت آمیزی با پتانسیل اصلاح شده وود-ساکسون جایگزین گردد به این منظور که حل تحلیلی معادله شرودینگر فراهم آید و بنابراین امکان محاسبه مشخصه‌های فیزیکی سیستم میسر گردد. نشان داده شده است که پخش بینابینی تأثیر قوی روی پتانسیل مقید کننده حالت‌های الکترونی و مشخصات نوری چاه

کوآنتومی دوگانه متقارن دارد و منجر به پخش شدن نمای پتانسیل و سد ما بین چاه‌ها می‌شود که باعث از بین رفتن ویژگی دو گانه بودن طیف انرژی می‌گردد. همچنین نشان داده شده است که برای مقادیر ثابت تراکم الکترون‌ها در نوار رسانش، پخش بینابینی باعث افزایش پتانسیل شیمیایی شده و به دنبال آن شدت جذب ما بین حالت‌های مختلف تحت تأثیر قرار می‌گیرد. شدت نوسانگر، پتانسیل شیمیایی و طیف جذب داخل نواری نیز به صورت توابعی از طول پخش و دما محاسبه شده‌اند.

بسیاری از کارهای تجربی به بررسی تأثیر پخش بینابینی القا شده توسط بازپخت گرمایی سریع روی طیف درخشندگی نوری نقاط کوآنتومی و چاه کوآنتومی اختصاص دارد [۱۶-۷].

در مرجع [۲۷]، اثر تغییر در سطح بینابینی روی وابستگی دمایی و اندازه فرایند پرتو افشانی در چاه کوآنتومی تک $InGaAs / InAlAs$ مورد مطالعه قرار گرفته است.

در مرجع [۲۸]، با بهره‌گیری از استخراج موضعی حاملین با بازده بالا در نیم‌رساناهای کم بعد در اتصال p-n یک آشکارساز مادون قرمز چاه کوآنتومی $InAs / InGaAs / InAlAs$ بر اساس Inp مورد بررسی قرار گرفته است.

در مرجع [۲۹]، ساختارهای سلول‌های خورشیدی گالیوم آرسناید $GaAs$ با تعبیه و جاسازی ردیف‌های نقاط کوآنتومی $In_{0.8}Ga_{0.2}As$ از طریق برآرایی فاز بخار به دست آمده است. ویژگی‌های طیفی کوآنتومی داخلی به دست آمده از رشد سلول‌های خورشیدی مورد

پیشنهاد کرده‌اند. اهمیت کاربرد این مدل‌ها به این دلیل است که آنها فرصتی برای به‌دست آوردن تابع موج الکترون به‌منظور محاسبه خواص الکترونی و نوری نیم‌رساناهای چندساختاری مهیا می‌کنند [۱۳، ۱۸]. در این کار اثر پخش بینابینی اتم‌های آلومینیوم، گالیوم و ایندیوم در ساختار $In_{1-x}Ga_xAs / InAs / In_{1-y}Al_yAs$ بر روی پتانسیل محدود کننده، ترازهای انرژی و دانسیته احتمال حالت زمینه الکترون مورد مطالعه قرار گرفته شده است. همچنین اثر همزمان پخش بینابینی و دما روی پتانسیل شیمیایی و ضریب جذب نوری داخل نواری در ساختار مذکور بررسی شده است.

تئوری

مطالعات انجام شده در تحقیق فعلی به بررسی اثر پخش بینابینی روی خواص الکترونیک نوری ساختار $In_{1-x}Ga_xAs / InAs / In_{1-y}Al_yAs$ اختصاص یافته است. در این ساختار $InAs$ به‌عنوان چاه پتانسیل مابین مواد مختلف $In_{1-x}Ga_xAs$ و $In_{1-y}Al_yAs$ ساندویچ شده است. محور z در راستای محور رشد، پهنای اولیه چاه کوآنتومی برابر a و مبداء مختصات در مرکز چاه در نظر گرفته شده است. معادله شرودینگر برای الکترون در ساختار مورد نظر به‌صورت زیر است:

$$\frac{\partial^2 \psi(z, L)}{\partial z^2} + \frac{2m(E(L) - V(z, L))E(L)}{\hbar^2} \psi(z, L) = 0$$

که در آن

$$V(z, L) = Q(E_g(x(z, L), y(z, L)) - E_g^0) \quad 2$$

اندازه‌گیری قرار گرفته و نشان داده شده است که استفاده از نقاط کوآنتومی $InGaAs$ باعث حفظ کیفیت اتصال $p-n$ حتی در شرایط تعبیه بیست لایه از نقاط کوآنتومی گردید در حالی که برای نقاط کوآنتومی ایندیوم آرسناید $InAs$ این شاخص، از ده لایه کوآنتومی تجاوز نکرد که مربوط به کاستی‌های موجود از قبل بود.

در مرجع [۳۰]، اثر اندازه بر خواص گسیلی لیزرهای نقطه کوآنتومی مخروطی-شکل $InAs / GaAs$ با لایه خیس مورد مطالعه قرار گرفت. نشان داده شده است با افزایش اندازه نقاط، مقادیر ویژه انرژی الکترون کاهش می‌یابند. همچنین افزایش ابعاد، زمان گذار خودبه‌خودی را نیز کاهش می‌دهد. نهایتاً با افزایش ابعاد نقطه، توان خروجی لیزر افزایش می‌یابد. به‌علت وابستگی فرکانس گذرا به‌اندازه، فرکانس گسیل نیز تابع اندازه نقطه کوآنتومی است.

محاسبات نظری و اندازه‌گیری‌های تجربی نشان دهنده جابجایی قابل توجه به‌سمت آبی و کاهش پهنای طیف درخشندگی نوری مربوط به پخش واداشته به طریق باز پخت حرارتی سریع پس از رشد است. به‌خوبی شناخته شده است که پخش مواد ترکیب و همچنین کرنش‌ها در ناحیه چند پیوندی تغییرات مؤثری در نمای پتانسیل مقید کننده ایجاد می‌کنند و بنابراین باعث تغییر ویژگی‌های الکترونی و نوری نانو ساختارها می‌شوند [۱۰، ۱۷، ۱۸].

برخی از دانشمندان کاربرد برخی از مدل‌های چاه پتانسیل مقید کننده مانند مدل سهمی [۱۹]، مدل پیوشل-تلر [۲۰] و مدل وود-ساکسون [۲۱-۲۳] را

که در آن $\Theta(\xi)$ تابع پله است. می توان از نظریه اختلال مرتبه اول برای محاسبه تصحیح انرژی و تابع موج استفاده کرد

۹

$$\delta E_n(L) = \langle \psi_n^0(z) | \delta V(z, L) | \psi_n^0(z) \rangle$$

۱۰

$$\psi_n(z, L) = |\psi_n^0(z)\rangle + \sum_{m \neq n} \frac{|\langle \psi_m^{0*}(z) | \delta V(z, L) | \psi_n^0(z) \rangle|}{E_m^0 - E_n^0} |\psi_m^0(z)\rangle$$

در روابط ۹ و ۱۰ ψ_n^0 و E_n^0 به ترتیب تابع موج و انرژی مختل نشده متناظر با حالت n ام هستند که از روابط زیر به دست می آیند

$$\psi(z) = \Theta\left(-\frac{a}{2} - z\right) \psi_1(z)$$

$$+ \Theta\left(\frac{a}{2} - |z|\right) \psi_2(z)$$

11

$$+ \Theta\left(z - \frac{a}{2}\right) \psi_3(z)$$

که در آن

12

$$\begin{cases} \psi_1(z) = A_0 e^{kz} & -\infty < z < -a/2 \\ \psi_2(z) = A_1 \cos \tau z + A_2 \sin \tau z, & -a/2 < z < a/2 \\ \psi_3(z) = A_3 e^{-kz} & a/2 < z \end{cases}$$

در روابط ۱۲ از نماد گذاری های زیر استفاده شده است

$$\kappa = \sqrt{\frac{2m|E|}{\hbar^2}} \quad 13$$

$$\tau = \sqrt{\frac{2m(V_0 - |E|)}{\hbar^2}} \quad 14$$

با اعمال شرایط مرزی برای پیوستگی توابع موج و مشتقشان چهار معادله چهار مجهولی حاصل می گردد

پتانسیل پخش بوده و در رابطه ۲، Q ضریب افست نواری، L طول پخش و E_g پهنای نوار ممنوعه است که برای ساختار مورد نظر برحسب یکای meV به صورت زیر تعریف می شود [۲۲]

۳

$$E_g(x(z, L), y(z, L)) = 0.36 + 0.585x(z, L) + 0.475x(z, L)^2 + 1.39y(z, L) - 1.2y(z, L)^2$$

که در آن

$$x(z, L) = \frac{x_0}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{z + a/2}{L} \right) \right) \quad 4$$

$$y(z, L) = \frac{y_0}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{z - a/2}{0.53L} \right) \right) \quad 5$$

به ترتیب غلظت های اتم های گالیوم و آلومینیوم هستند که جواب های معادله پخش می باشند [۲۰] و

$$E_g^0 = 0.36 + 1.39y_0 - 1.2y_0^2 \quad 6$$

در روابط ۴ و ۵ و ۶ x_0 و y_0 به ترتیب غلظت های اولیه اتم های گالیوم و آلومینیوم قبل از پخش بوده و $\operatorname{erf}(\xi)$ تابع خطا است [۲۴].

به ازاء مقادیر کوچک طول پخش پتانسیل ۲ اختلاف اندکی با پتانسیل راست گوشه اولیه که به صورت زیر تعریف می شود

$$V(z) = \begin{cases} -V_0 & |z| \leq a/2 \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad 7$$

خواهد داشت و بنابراین تفاضل آنها را می توان به عنوان پتانسیل اختلال در نظر گرفت، به صورت زیر

$$\delta V(z, L) = V(z, L) + V_0 \Theta\left(\frac{a}{2} - |z|\right) \quad 8$$

$$\alpha(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eA_0}{m_0} \right)^2 \frac{n}{c} \sum_{i,f} \left| \left\langle F_i(\vec{r}) \left| \vec{\varepsilon} \cdot \hat{p} \right| F_f(\vec{r}) \right\rangle \right|^2 [f_i(E_i) - f_f(E_f)] \delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$$

که در آن

$$A_0 = \left(\frac{\hbar}{2\varepsilon_0 n^2 \Omega \omega} \right)^{1/2}, \quad ۱۹$$

n ضریب شکست، c تندی نور در خلاء، m_0 جرم سکون الکترون، e بار الکترون، Ω حجم نمونه، ω فرکانس نور فرودی، \hat{p} عملگر تکانه خطی، $\vec{\varepsilon}$ بردار یکه قطش نورفرودی، δ تابع دلتای دیراک،

$$F_i(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i(\vec{k}_{i\perp} \cdot \vec{r}_{\perp})} \psi_i(z) \quad ۲۰$$

$$F_f(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i(\vec{k}_{f\perp} \cdot \vec{r}_{\perp})} \psi_f(z) \quad ۲۱$$

به ترتیب توابع موج کلی حالت‌های اولیه و نهایی و

$$f(E, T) = [1 + e^{(E - \mu/kT)}]^{-1} \quad ۲۲$$

تابع توزیع فرمی-دیراک می‌باشند. می‌توان تابع دلتای دیراک را با لورنتزین جایگزین کرد به صورت زیر داریم:

$$\delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\hbar\omega - E_f - E_i)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad ۲۳$$

که در آن Γ پهنای خط است. با انتخاب جهت قطبش نور فرودی در جهت محور Z و با جایگزینی روابط ۲۳-۱۹ در رابطه ۱۸ و بعد از محاسبات و ساده

که با حل دستگاه معادلات به روش کرامرز انرژی‌ها و ضرایب A_1, A_2, A_3 (برحسب A_0 که به دلخواه برابر واحد انتخاب می‌گردد) به دست می‌آیند. چگالی الکترون‌ها در نوار رسانش را می‌توان از رابطه زیر به دست آورد:

۱۵

$$n_e(E) = 2 \sum_{i, k_{\perp}} \delta(E - E_i - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_e}) + 2 \sum_{\bar{k}} \delta(E - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e})$$

که پس از انجام عملیات ریاضی به صورت زیر تبدیل می‌گردد:

۱۶

$$n_e = \frac{m_e k_B T}{\pi \hbar^2 l_{eff}} \sum_n \ln \left(1 + e^{-(E_n - \mu(T))/k_B T} \right) + \frac{\sqrt{2}V}{\pi^2} \left(\frac{m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{E^{1/2} dE}{e^{(E - \mu(T))/k_B T} + 1}$$

در $T = 600 K$ ، $f(E) \approx f(0)/f(E_1) \approx 10^{-10}$ ، تابع فرمی دیراک است) و بنابراین در طرف راست رابطه ۱۶ می‌توان از جمله دوم به دلیل کوچکی در مقایسه با جمله اول صرف نظر کرد. با به حساب آوردن $n_e = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ برای $InAs$ [۲۵]، رابطه ساده زیر که بیانگر وابستگی پتانسیل شیمیایی به دما است به دست می‌آید

۱۷

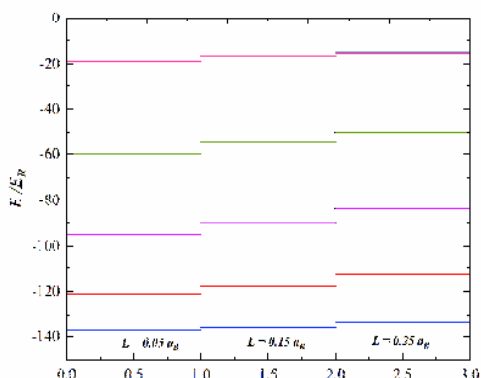
$$k_B T \sum_n \ln \left[1 + e^{-(E_n - \mu(T))/k_B T} \right] \approx 3.28 E_R$$

که در آن μ پتانسیل شیمیایی و E_R انرژی مؤثر ریدبرگ است.

رابطه آشنای زیر را برای ضریب جذب داخل نواری به کار می‌بریم [۱۰]

۱۸

شکل ۱ وابستگی نمای پتانسیل پخش شده از مختصه Z برای مقادیر مختلف طول پخش را نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشاهده می‌گردد فرآیند پخش بینابینی باعث تغییر نمای پتانسیل که قبلاً راست گوشه بود می‌گردد. برای مقادیر بزرگتر طول پخش نمای پتانسیل هموارتر شده و نامتقارن می‌گردد که دلیل آن متفاوت بودن سرعت پخش و در نتیجه طول پخش در طرفین چپ و راست چاه پتانسیل است.



شکل ۱. انرژی ترازهای الکترون (برحسب یکای انرژی رید برگ) به‌ازاء مقادیر مختلف طول پخش.

شکل ۲ وابستگی انرژی ترازهای الکترون (که برحسب یکای انرژی رید برگ بیان شده) از طول پخش را نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشاهده می‌گردد با افزایش طول پخش ترازهای انرژی به سمت انرژی‌های بالاتر جابه‌جا می‌شوند که دلیل آن به قرار زیر است: با شروع فرآیند پخش در حله اول قسمت پایین چاه تنگ‌تر شده و قسمت بالای چاه پهن‌تر می‌گردد و در حله دوم کف چاه برای مقادیر بزرگتر طول پخش بالا می‌آید.

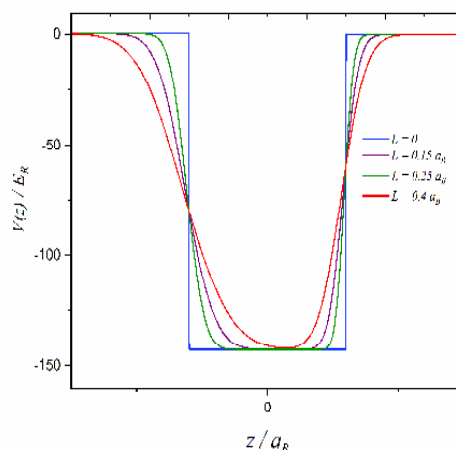
سازی به‌رابطه نهایی زیر برای ضریب جذب داخل نواری می‌رسیم:

۲۴

$$\alpha = \frac{2e^2 S}{m^* \Omega \omega c n} \sum_{i,j} \left\{ \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_i^*(z) \psi_j(z) dz \right|^2 kT \ln \left(\frac{1 + e^{(\mu - E_i/kT)}}{1 + e^{(\mu - E_j/kT)}} \right) \frac{\Gamma/2}{(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + (\Gamma/2)^2} \right\}$$

نتایج و بحث

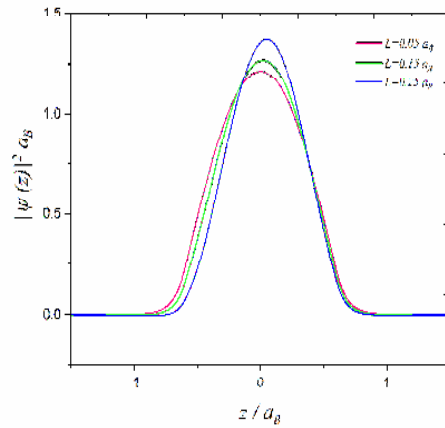
محاسبات عددی برای مقادیر زیر از پارامترها انجام گرفته است: $a = 1.2a_B$ (برای $InAs$ شعاع مؤثر بوهر $a_B = 349.5 \text{ \AA}$ است)، $E_R = 1.3 \text{ meV}$ ، $\Gamma = 1.2 \times 10^{-3} \text{ meV}$ [۲۵] و $x_0 = 0.3$ و $y_0 = 0.4$.



شکل ۲. وابستگی نمای پتانسیل بی‌بعد شده از مختصه Z برای مقادیر مختلف طول پخش.

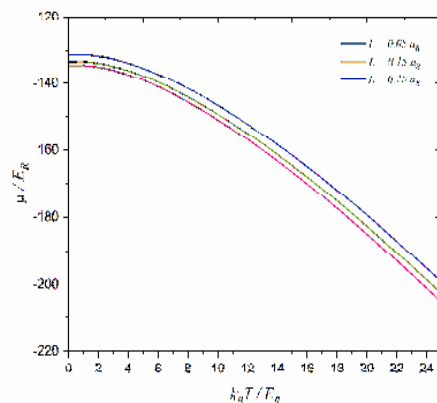
شکل ۴ وابستگی پتانسیل شیمیایی بی‌بعد شده به‌ازای مقادیر مختلف طول پخش از دمای مطلق بی‌بعد شده برای ساختار مذکور نشان داده شده است. همان‌طور که از نمودار شکل مشاهده می‌گردد به‌ازای هر مقدار از طول پخش با افزایش دما پتانسیل شیمیایی کاهش می‌یابد و موقعیت آن که در نوار رسانش بود به سمت نوار ممنوعه جابه‌جا می‌شود به این دلیل که احتمال اشغال ترازهای بالاتر در نوار رسانش InAs توسط الکترون افزایش می‌یابد. همچنین از نمودار مشاهده می‌گردد برای یک مقدار معین دما با افزایش طول پخش، پتانسیل شیمیایی افزایش می‌یابد که دلیل آن جابه‌جاشدن ترازهای انرژی به سمت انرژی‌های بالاتر و پایین آمدن احتمال اشغال ترازهای با انرژی بالاتر توسط الکترون است.

شکل ۵ وابستگی ضریب جذب بدون بعد شده (برحسب یکای α_0) از انرژی بدون بعد شده فوتون فرودی Ω (برحسب یکای انرژی رید برگ) برای مقادیر مختلف طول پخش نمایش داده شده است.



شکل ۳. وابستگی دانسیته احتمال حالت زمینه الکترون از مختصه بی‌بعد شده Z برای مقادیر مختلف طول پخش.

شکل ۳ وابستگی دانسیته احتمال حالت زمینه از مختصه بدون بعد Z برای مقادیر مختلف طول پخش را نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشخص است افزایش طول پخش باعث می‌شود که درجه جایگزیدگی دانسیته احتمال افزایش یافته و پیک نمودار دانسیته احتمال (مجذور مدول تابع موج) به سمت راست جابه‌جا شود که دلیل آن اولاً باریک شدن قسمت پایینی چاه پتانسیل و ثانیاً کندتر بودن سرعت پخش در قسمت راست چاه است.

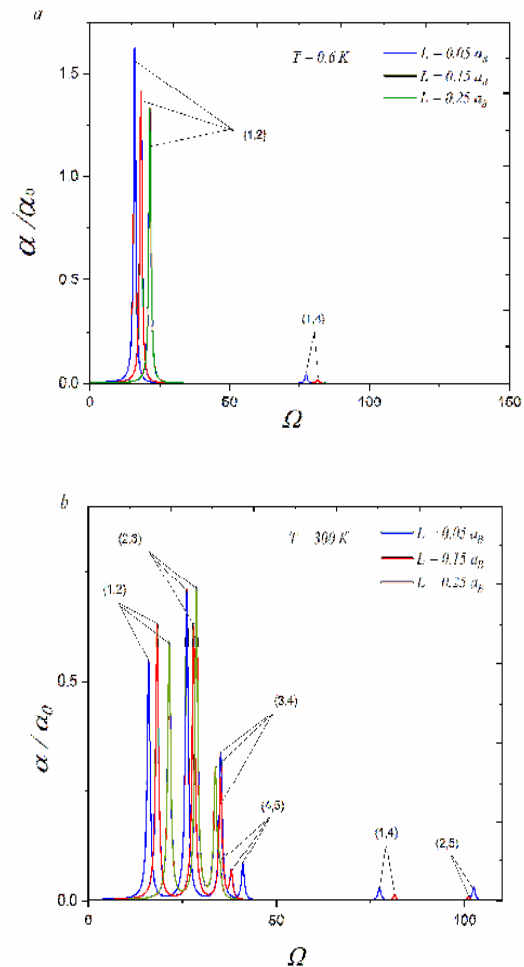


شکل ۴. وابستگی پتانسیل شیمیایی بی‌بعد شده از دمای بی‌بعد شده به‌ازای مقادیر مختلف طول پخش.

حالت‌های ۱ و ۴ است. مقادیر شکل‌های αa_B نشان می‌دهد که در دمای $T = 300 K$ تعداد پیک‌های بیشتری از ضریب جذب برای مقادیر $L = 0.05 a_B, 0.15 a_B$ وجود دارد. زیرا تعداد حالت‌هایی که می‌توانند توسط فوتون‌ها برانگیخته شوند پرجمعیت هستند. این به نوبه خود منجر به کاهش بیشینه نمودارها می‌شود همچنین می‌توان مشاهده کرد که برای $L = 0.25 a_B$ تعداد پیک‌های کمتری نسبت به مقادیر $L = 0.05 a_B, 0.15 a_B$ وجود دارد زیرا در این حالت انتگرال‌های همپوشانی اساساً فقط برای حالت‌های مجاور متفاوت هستند که در نتیجه آن فقط حالت‌های (۱ و ۲) و (۳ و ۴) و (۳ و ۴) و (۴ و ۵) و (۴ و ۵) به‌طور قابل ملاحظه‌ای در نمودار جذب دیده می‌شوند. بایستی متذکر شد که در حالت دمای $T = 300 K$ این مقدار پتانسیل شیمیایی کوچکتر از مقدار انرژی حالت زمینه است.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، اثر فرآیند پخش بینابینی روی نمای پتانسیل، ترازهای انرژی الکترون، دانسیته احتمال حالت زمینه الکترون در چاه کوآنتومی $In_{1-x}Ga_xAs / InAs / In_{1-y}Al_yAs$ برای مقادیر کوچک طول پخش در چارچوب نظریه اختلال مرتبه اول بررسی شده است همچنین اثر همزمان فرآیند پخش بینابینی و دما روی پتانسیل شیمیایی و ضریب جذب داخل نواری در ساختار یاد شده مورد مطالعه قرار گرفته است. نشان داده شد که در اثر پخش بینابینی



شکل ۵. وابستگی ضریب جذب بی‌بعد شده (برحسب یکای α_0) از انرژی بی‌بعد شده فوتون فرودی (برحسب یکای انرژی رید برگ) برای مقادیر مختلف طول پخش.

می‌توان از شکل مشاهده کرد که برای دمای $T = 0.6 K$ ، به‌ازاء $L = 0.05, 0.15, 0.25 a_B$ شکل αa_B (نمودار آبی رنگ) فقط گذار (۱ و ۲) رخ می‌دهد زیرا مقدار پتانسیل شیمیایی مابین مقادیر انرژی ترازهای اول و دوم دارد و یک پیک اضافی متناظر با گذار (۱ و ۴) نیز مشاهده می‌گردد که به‌دلیل همپوشانی کوچک مابین

مرجع‌ها

[1] T. Vazifeshenas, T. Salavati-fard, Inelastic Coulomb scattering rate within the finitetemperature Hubbard approximation, *PhysicaScripta* **81** 2 (2010).

<https://doi.org/10.1088/0031-8949/81/02/025701>

[2] A. Keshavarz, F. Ghezani Dehsheikh, N. Zamani, Investigation of optical properties of disturbed square quantum well 22 (2016) 734-737. <http://opsi.ir/article-1-956-fa.html>

[3] U. Yesilgul, F. Ungan, S. Sakiroglu, M.E. Mora-Ramos, C.A. Duque, E. Kasapoglu, H. Sari, I. Sökmen, Effect of intense high-frequency laser field on the linear and nonlinear intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a parabolic quantum well under the applied electric field, *Journal of Luminescence* **14** (2014) 379–386.

<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2013.07.062>

[4] N. Zeiri, N. Sfin, S. Abdi-Ben Nasrallah, M. Said, Linear and non-linear optical properties in symmetric and asymmetric double quantum wells, *Optik* **124** (2013) 7044–7048.

<https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2013.05.169>

[5] V.L. Aziz Aghchegala, V.N. Mughnetsyan, A.A. Kirakosyan, Effect of interdiffusion on electronic states and absorption coefficient of semiconductor superlattice of cubic symmetry, *Physica E*, **42** (2010) 1950–1953.

<https://doi.org/10.1016/j.physe.2010.03.009>

[6] V.A. Aghchegala, V. Mughnetsyan, A. Kirakosyan, Effect of interdiffusion on band structure and intersubband absorption coefficient of GaAs/GaAlAs double quantum well, *Superlattices and*

نمای پتانسیل از حالت راستگوشه به حالت هموار و نامتقارن تبدیل می‌شود که دلیل آن حرکت اتم‌های In از داخل چاه به داخل سدهای مجاور و فروریزش اتم‌های Ga و Al به ترتیب از سدهای چپ و راست به داخل چاه بوده و علت نامتقارن بودن به دلیل متفاوت بودن سرعت پخش است، ترازهای انرژی به سمت بالا جابه‌جا شده که دلیل آن در وحله اول تنگتر شدن قسمت پایین چاه و در وحله دوم بالا آمدن کف چاه در اثر فرآیند پخش بینابینی میباشد. دانسیته حالت زمینه الکترون جایگزیده‌تر شده و پیک آن به سمت راست جابجا می‌گردد که دلیل آن را می‌توان کاهش پهنای چاه در قسمت پایین و نامتقارن شدن نمای چاه پتانسیل ذکر کرد. نشان داده شده است که برای یک طول پخش معین با افزایش دما پتانسیل شیمیایی کاهش می‌یابد که دلیل آن جابه‌جاشدن ترازهای انرژی به سمت انرژی‌های بالاتر و پایین آمدن احتمال اشغال ترازهای با انرژی بالاتر توسط الکترون است و به‌ازای یک دمای معین با افزایش طول پخش پتانسیل شیمیایی افزایش می‌یابد می‌شود به این دلیل که احتمال اشغال ترازهای بالاتر در نوار رسانش InAs توسط الکترون افزایش می‌یابد. همچنین نشان داده شده است که با افزایش دما از $0.6 K$ تا $300 K$ تعداد پیک‌های بیشتری از ضریب جذب برای مقادیر $L = 0.05 a_B, 0.15 a_B, 0.25 a_B$ وجود دارد زیرا تعداد حالت‌های بیشتری که می‌توانند توسط فوتون‌ها برانگیخته شوند در دسترس خواهد بود اما برای $L = 0.25 a_B$ تعداد پیک‌ها نسبت به مقادیر $L = 0.05 a_B, 0.15 a_B$ کمتر است زیرا به‌ازای $L = 0.25 a_B$ انتگرال‌های همپوشانی برای گذارهای متناظر با حالت‌های مجاور (۳و۴) و (۴و۵) قابل اغماض اند.

- of *Crystal Growth* **309** (2007) 140-144.
<https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2007.09.029>
- [14] C. Lobo, R. Leon, S. Fafard, P.G. Piva. Intermixing induced changes in the radiative emission from III-V quantum dots, *Applied Physics Letters* **72** (1998) 2850-2852.
<https://doi.org/10.1063/1.121478>
- [15] X.C. Wang, S.J. Xu, Widely tunable intersubband energy spacing of self-assembled InAs/GaAs quantum dots due to interface intermixing, *Journal of Applied Physics* **86** (1999) 2687-2690.
<https://doi.org/10.1063/1.371111>
- [16] S.J. Xu, X.C. Wang, Effect of rapid thermal annealing on structure and luminescence of self-assembled InAs/GaAs quantum dots, *Applied Physics Letters* **72** (1998) 3335-3337.
<https://doi.org/10.1063/1.121595>
- [17] V.L. Aziz Aghchegala, V.N. Mughnetsyan, A.A. Kirakosyan. Effect of interdiffusion on impurity states in quantum dots of spherical symmetry, *Physica E* (2010) 1567-1570.
<https://doi.org/10.1016/j.physe.2009.12.046>
- [18] S.J. Xu, H.L. Wang, M.H. Xie. X-ray diffraction and optical characterization of interdiffusion in self-assembled InAs/GaAs quantum-dot superlattices, *Applied Physics Letters* **77** (2000) 2130-2132.
<https://doi.org/10.1063/1.1314298>
- [19] E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan. Impurity optical absorption in parabolic quantum well, *Physica E* **28** (2005) 423-430.
<https://doi.org/10.1016/j.physe.2005.05.047>
- [20] A. Hakimyfard, M.G. Barseghyan, A. A. Kirakosyan. Simultaneous effect of pressure and magnetic field on intersubband *Microstructures*, **49** (2011) 99-108.
<https://doi.org/10.1016/j.spmi.2010.11.008>
- [7] J.A. Barker, O'Railly, E.P. The influence of inter-diffusion on electron states in quantum dots. *Physica E* **4** (1999) 231-237.
[https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(99\)00004-1](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(99)00004-1)
- [8] Y.X. Dang, W.J. Fan, S.T. Ng, S. Wicaksono, S.F. Yoon, D.H. Zhang, Interdiffusion effect on GaAsSbN/GaAs quantum well structure studied by 10-band k.p model, *Thin Solid Films* **515** (2007) 4435-4440.
<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2006.07.118>
- [9] S. Fafard, C.N. Allen, Intermixing in quantum dot ensembles with sharp adjustable shells, *Applied Physics Letters* **75** (1999) 2374-2376.
<https://doi.org/10.1063/1.125019>
- [10] O. Ganawan, H.S. Djie, Ooi, B.S. Electronic states of interdiffused quantum dots, *Physical Review B* **71** (2005) 205319.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.205319>
- [11] Y. Ji, W. Lu, G. Chen, X. Chen, Wang, Q. InAs/GaAs quantum dot intermixing induced by proton implantation, *Journal of Applied Physics* **93** (2003) 12081211
<https://doi.org/10.1063/1.1530717>
- [12] R. Leon, S. Fafard, P.G. Ruvimov, S. Piva. Liliental-Weber, Z. Tunable intersublevel transitions in self-forming semiconductor quantum dot. *Physical Review B* **58** (1998) 4262-4265.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.R4262>
- [13] T. Lin, K. Zheng, C.L. Wang, X.Y. Ma. Photoluminescence study of AlGaInP/GaInP quantum well intermixing induced by zinc impurity diffusion. *Journal*

- Fu, Yuriy I. Mazur, Yurii Maidaniuk, Morgan E. Ware, Gregory J. Salamo, Baolai Liang & Diana L. Huffaker. Photoluminescence Study of the Interface Fluctuation Effect for InGaAs/InAlAs/InP Single Quantum Well with Different Thickness. *Nanoscale Research Letters* **12** 229 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.physe.2009.05.008>
- [28] Jie Liu^{1,2}, Jinlei Lu^{1,2}, Chen Yue^{1,2}, Xuanzhang Li^{1,2}, Hong Chen¹ and Lu Wang¹. Express. The Japan Society of Applied Physics, find out more. The Japan Society of Applied Physics, find out more. InAs/InGaAs/InAlAs interband quantum well infrared photodetector (IQWIP) with cut-off response wavelength at 1.93 μm , *Citation Jie Liu et al* (2019). [10.7567/1882-0786/ab017f](https://doi.org/10.7567/1882-0786/ab017f)
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019APExp..12c2005L/abstract>
- [29] R.A. Sali, S.A. Mintairov¹, M.A. Mintairov¹, M.Z. Shvarts, N.A. Kalyuzhnyy, Electro-optical properties of InAs and In_{0.8}Ga_{0.2}As quantum dots in GaAs solar cells *Journal of Physics: Conf. Series* **1135** (2018) 012078. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1135/1/012078>
- [30] M. Sabaeian, S. Azadi, M. Shahzadeh, I. Kazeminezhad, Investigation of size effect on the emission properties of InAs/GaAs conical-shaped quantum dot lasers, *Journal of Research on Many-body Systems* **4** 8 (2015) 55-67. https://jrmb.scu.ac.ir/article_11242.html?lang=en
- optical transitions in Poschl-Teller quantum well, *Physica E* **41** (2009) 1596-1599. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2009.05.008>
- [21] V.N. Mughnetsyan, A.A. Kirakosyan. Effect of In and Al interdiffusion on electron states and light absorption in In_xGa_{1-x}As/AlyGa_{1-y}As quantum dots. *Journal of Contemporary Physics* **42** 2 (2007) 55-61. <https://link.springer.com/article/10.3103/S1068337207020038>
- [22] W.P. Gillin, D.J. Dunstan, K.P., Howard, L.K. Homewood, B.J. Sealy, J., Interdiffusion in InGaAs/GaAs quantum well structures as a function of depth. *Journal of Applied Physics* **73** (1993) 3782. <https://doi.org/10.1063/1.352884>
- [23] V.L. Aziz-Aghchegala, M. Pishbaz Effect of Interdiffusion on Optoelectronic Properties of In_{1-x}Ga_xAs / InAs / In_{1-y}Al_yAs Quantum Well, *Procedia Materials Science* **11** (2015) 727-732. <https://doi.org/10.1016/j.mspro.2015.11.057>
- [24] P.K. Basu, Theory of Optical Processes in Semiconductors, Bulk and Microstructures, Clarendon Press, Oxford (1997). <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198526209.001.0001>
- [25] M. Abramowitz, J.A. Stegun, (Eds.). Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables, National Bureau of Standards, Washington (1964)
- [26] S. Adachi, *Journal of Applied Physics* **58** (1985).
- [27] Ying Wang, Xinzhi Sheng, Qinglin Guo, Xiaoli Li, Shufang Wang, Guangsheng