

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ТРИОННЫХ СОСТОЯНИЙ В GaAs ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

Ю.Ю. БЛЕЯН

Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

e-mail: yuri.bleyan@rau.am

(Поступила в редакцию 20 декабря 2019 г.)

С помощью вариационного метода исследованы различные типы смешанных двумерных связанных отрицательных и положительных трионов в GaAs сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке в режиме промежуточного квантования. Пробная волновая функция для положительного и отрицательного трионов строится на основе одночастичной волновой функции, полученной в рамках адиабатического приближения. Получены зависимости энергии и энергии связи трионных состояний а также рекомбинации всех типов трионов от геометрических параметров эллипсоидальной квантовой точки. Оценивается радиационное время жизни различных типов положительных и отрицательных трионов для режима промежуточного квантования.

1. Введение

Экспериментальное и теоретическое исследование физических свойств квантовых точек (КТ) находится в центре внимания полупроводниковой нанофизики. Благодаря уникальным физическим свойствам КТ используются во многих областях: конструирование медицинских устройств, КТ солнечные батареи, КТ фотодетекторы, КТ датчики, КТ лазеры, аккумуляторы и системы накопления энергии, КТ транзисторы и сенсоры [1–3]. КТ с эллипсоидальной геометрией были недавно реализованы экспериментально [4–6].

Метод жидкофазной эпитаксии в [4] используется для самоорганизующихся островков, индуцированных деформацией на основе InAsSbP, и формирования КТ на подложках InAs (1,0,0). В [6] авторы представили систематическое исследование влияния деформации на формирование эллипсоидальных КТ GaInAs, имеющих удлиненную геометрию.

Таким образом, эллипсоидальные КТ могут быть экспериментально реализованы для различных типов полупроводников. Преимущество эллипсоидальных КТ (особенно сфероидальных) по сравнению со сферическими КТ состоит в наличии двух геометрических параметров (малых и больших полуосей), что дает

возможность контролировать энергетический спектр КТ [7–14]. Следовательно, управление физическими характеристиками системы (в частности оптическими свойствами) становится более реализуемым [15–22]. Следует особо отметить, что эллипсоидальные КТ в своих предельных переходах могут быть преобразованы в три типа наноструктур: когда все полуоси равны, мы получим сферическую КТ, когда две полуоси стремятся к бесконечности, мы получаем случай квантовой стенки, и, наконец, когда одна полуось стремится к бесконечности, мы получаем квантовую проволоку.

Даже одночастичная задача в эллипсоидальной КТ сложна и требует применения численных или приближенных аналитических методов [9,17–19,24]. Адиабатическое приближение является очень эффективным методом в случае сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ [12,23]. Другим важным фактом является то, что внешняя форма эллипсоидальной КТ позволяет реализовать теорему Кона для таких систем из-за специфического параболического адиабатического потенциала [25,26].

Как видно из вышеизложенного, интересно изучать электронные, экситонные и другие свойства эллипсоидальных КТ. Одной из интересных систем, которые могут быть экспериментально реализованы в КТ, являются трионы. Это заряженные экситонные комплексы, состоящие из двух дырок или одного электрона (X^+) или двух электронов и одной дырки (X^-). Исследование трионов в полупроводниках было впервые предложено Лампертом [27]. Существуют различные работы, посвященные теоретическому [28–32] и экспериментальному [32–35] изучению трионов. Однако, из-за малой величины энергии связи достаточно трудно наблюдать трионы в объемных полупроводниках. Ограничивающий потенциал трионов в КТ увеличивает их энергию связи, и это увеличение энергии связи позволяет экспериментально исследовать многочастичные комплексы в КТ [35].

В настоящей работе исследованы различные типы смешанных связанных трионов в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке (ССЭКТ). Для расчета энергетических спектров использован вариационный метод.

Будут рассматриваться три типа положительных (тяжелая дырка-электрон-тяжелая дырка (X_{hh}^+), легкая дырка-электрон-тяжелая дырка (X_{th}^+), легкая дырка-электрон-легкая дырка ($X_{\ell\ell}^+$)) и две типа отрицательных (электрон-тяжелая дырка-электрон (X_h^-), электрон-легкая дырка-электрон (X_ℓ^-)) трионные состояния.

2. Теория

Проблема нахождения экситонных состояний в ССЭКТ с непроницаемыми стенками была решена в рамках адиабатического приближения в [12,17]. В упомянутых работах были рассмотрены три режима размерного квантования:

сильный, промежуточный и слабый. В качестве общего случая рассмотрим промежуточный режим размерного квантования, когда учитывается кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой. Из-за сплюснутой геометрии эллипсоидальной КТ проблема приобретает двухмерный характер. Таким образом, кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой рассматривается как двумерное [14,25–26]. Волновые функции и энергии частиц (электронов и дырок) в ССЭКТ для режима промежуточного квантования для основного состояния можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \psi_{gr}^{\text{electron}}(\rho, \varphi, z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{\pi}{ac}} e^{-\frac{\pi}{4ac}\rho^2} \left(c\sqrt{1-\rho^2/a^2} \right)^{-1/2} \\ &\times \cos\left(\frac{\pi}{2c\sqrt{1-\rho^2/a^2}} z \right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \psi_{gr}^{\text{hole}}(\rho, \varphi, z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(c\sqrt{1-\rho^2/a^2} \right)^{-1/2} \\ &\times \cos\left(\frac{\pi}{2c\sqrt{1-\rho^2/a^2}} z \right) \sqrt{2\sqrt{\gamma^2 + \beta^2}} e^{-\frac{1}{2}\sqrt{\gamma^2 + \beta^2}\rho^2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E^{\text{electron}} &= \frac{\pi^2}{4c^2} + \frac{\pi}{ac}, \\ E^{\text{hole}} &= \sigma \left(\frac{\pi^2}{4c^2} - \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{ac}} + 2\sqrt{\gamma^2 + \lambda^2} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\gamma = \frac{\pi}{2ac}$, $\lambda^2 = \frac{2\pi^2}{ac} \sqrt{\frac{2\pi}{ac}}$ и $\sigma = \frac{m_e^*}{m_h^*}$ отношение эффективных масс электронов

и дырок. Отметим, что все параметры в задаче представлены в безразмерных величинах, а именно: энергии в эффективной ридберговской энергии и длины в эффективном радиусе Бора. Как упоминалось выше, рассмотрим три типа положительных трионов и два типа отрицательных трионов. Рассматриваются следующие системы:

- X_{hh}^+ – тяжелая дырка-электрон-тяжелая дырка,
- $X_{\ell h}^+$ – легкая дырка-электрон-тяжелая дырка,
- $X_{\ell\ell}^+$ – легкая дырка-электрон-легкая дырка,
- X_h^- – электрон-тяжелая дырка-электрон,
- X_{ℓ}^- – электрон-легкая дырка-электрон.

Гамильтониан системы для отрицательных и положительных трионов может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{cases} X^-, \hat{H} = \sum_j \frac{\hat{p}_j^2}{2m_j^*} + V_{\text{int}}^{2D}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\alpha) + \sum_j U_{\text{conf}}(\mathbf{p}_j, z_j), j = \{1, 2, \alpha\}, \\ X^+, \hat{H} = \sum_j \frac{\hat{p}_j^2}{2m_j^*} + V_{\text{int}}^{2D}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta) + \sum_j U_{\text{conf}}(\mathbf{p}_j, z_j), j = \{1, \alpha, \beta\}. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь V_{int}^{2D} является двумерным членом кулоновского взаимодействия между частицами и U_{conf} — ограничивающий потенциал, который равен нулю внутри и бесконечен вне эллипсоидальной КТ.

Основное состояние отрицательного (положительного) триона является синглетным состоянием. Поэтому пространственная пробная волновая функция основного состояния отрицательного (положительного) триона симметрична относительно взаимного обмена векторами положения электронов (дырок). Вариационная функция для отрицательного триона построена на одночастичных волновых функциях и имеет следующий вид [29–31]:

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{trial}}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\alpha) &= C \Psi_{100}(\mathbf{p}_1) \Psi_{100}(\mathbf{p}_2) \Psi_{100}(\mathbf{p}_\alpha) \\ &\times \sum_{i_1 i_2} \sum_{j_1 j_2} \kappa_{i_1 i_2 j_1 j_2} (1 + P_{12}) e^{-\zeta_{i_1}^{1\alpha} p_{1\alpha}^2 - \zeta_{j_2}^{2\alpha} p_{2\alpha}^2 - \zeta_{i_2}^{12} p_{12}^2} e^{-\xi_{j_1}^{1\alpha} z_{1\alpha}^2 - \xi_{j_2}^{2\alpha} z_{2\alpha}^2 - \xi_{j_2}^{12} z_{12}^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где C — константа нормализации, P_{12} — оператор перестановки, меняющим электронные индексы $1 \leftrightarrow 2$, $\kappa_{i_1 i_2 j_1 j_2}$, $\zeta_{i_{jk}}^{jk}$, $\xi_{i_{jk}}^{jk}$, $j, k = \{1, 2, \alpha\}$ являются вариационными параметрами, которые описывают относительное положение электрона и дырки в радиальной плоскости и аксиальном направлении, соответственно.

В уравнении (4) суммирование начинается с 1 и продолжается до M_{jk} по индексам $i_{1\alpha}$ и $i_{2\alpha}$, до N_{jk} по $j_{1\alpha}$ и $j_{2\alpha}$ и до M_{12} и N_{12} по i_{12} и j_{12} . Для расчетов было использовано $M_{jk} = N_{jk} = 2$ и $M_{12} = N_{12} = 3$. Пробная волновая функция для положительного триона была выбрана аналогичным образом. Эти параметры могут быть определены после минимизации интеграла

$$E_{X^-} = \langle \Psi_{\text{trial}}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\alpha) | \hat{H} | \Psi_{\text{trial}}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\alpha) \rangle. \quad (5)$$

Перейдем к вычислению энергии связи. Для каждого типа трионов выражения для энергии связи определены ниже [38]:

$$\begin{aligned} E_{\text{bind}}(X_\ell^-) &= (2E_e + E_\ell) - E(X_\ell^-), \\ E_{\text{bind}}(X_h^-) &= (2E_e + E_h) - E(X_h^-), \\ E_{\text{bind}}(X_{\ell\ell}^+) &= (E_e + 2E_\ell) - E(X_{\ell\ell}^+), \\ E_{\text{bind}}(X_{\ell h}^+) &= (E_e + E_\ell + E_h) - E(X_{\ell h}^+), \\ E_{\text{bind}}(X_{hh}^+) &= (E_e + 2E_h) - E(X_{hh}^+), \end{aligned} \quad (6)$$

где E_e , E_ℓ и E_h являются энергиями электрона, легкой дырки и тяжелой дырки в ССЭКТ, соответственно. Точно так же энергии рекомбинации вышеупомянутых квазичастиц могут быть вычислены согласно следующим формулам [38]

$$\begin{aligned}\omega_{if}(X_\ell^-) &= E^{(i)}(X_\ell^-) - E_e^{(f)}, \\ \omega_{if}(X_h^-) &= E^{(i)}(X_h^-) - E_e^{(f)}, \\ \omega_{if}(X_{hh}^+) &= E^{(i)}(X_{hh}^+) - E_h^{(f)}, \\ \omega_{if}(X_{\ell h(h\ell)}^+) &= E^{(i)}(X_{\ell h}^+) - E_{h(\ell)}^{(f)}, \\ \omega_{if}(X_{\ell\ell}^+) &= E^{(i)}(X_{\ell\ell}^+) - E_\ell^{(f)},\end{aligned}\tag{7}$$

где индексы i и f – начальное и конечное состояния, соответственно. Энергия рекомбинации определяется как разница между полной энергией начального и конечного состояний после рекомбинации. После рекомбинации пары электрон-легкая дырка у X_ℓ^- остается один электрон, у $X_{\ell h}^+$ – одна тяжелая дырка и у $X_{\ell\ell}^+$ остается одна легкая дырка, соответственно. После рекомбинации пары электрон-тяжелая дырка у X_h^- остается один электрон, у $X_{\ell h}^+$ – одна легкая дырка и у X_{hh}^+ – одна тяжелая дырка, соответственно.

Рекомбинационная сила осциллятора является одним из важных параметров, позволяющих оценить время жизни излучения. Сила рекомбинационного осциллятора для положительных и отрицательных трионов предложена в [39] как

$$f_{(X^-, X^+)} = A \frac{E_p}{2E_{(X^-, X^+)}} \left| \int_V \Psi_{exc}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) d\mathbf{r} \right|^2, \tag{8}$$

где E_p – энергия Кейна, A – коэффициент вероятности рекомбинации и $A=2$ для связанных трионов.

Расчет рекомбинационной силы осциллятора может быть использован для оценки радиационного времени жизни смешанного триона. Радиационное время жизни является очень важным характеристическим параметром и важно оценить радиационное время жизни этих квазичастиц. Радиационное время жизни обратно пропорционально силе осциллятора и определяется как [39]:

$$\tau(X^-, X^+) = \frac{2\pi\epsilon_0 m c^3 \hbar^2}{\sqrt{\epsilon} e^2 E_{X^-, X^+}^2 f}, \tag{9}$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, m – масса электрона, ϵ – диэлектрическая постоянная материала, E_{X^-, X^+} – энергия отрицательного или положительного триона.

3. Обсуждение результатов

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Отметим, что все полученные результаты могут применяться для различных типов полупроводников. Для наглядности полученных результатов рассмотрим эллипсоидальную КТ, выполненную из GaAs. Материальные параметры для GaAs следующие: $m_e^* = 0.067m_0$, $m_{hh}^* = 0.45m_0$, $m_{lh}^* = 0.082m_0$, $a_B^{\text{eff}} = 10.4 \text{ nm}$, $E_R^{\text{eff}} = 5.275 \text{ meV}$, $\varepsilon = 12.91$ и $E_P = 22.71 \text{ eV}$.

Зависимость энергий для всех типов трионов от геометрических параметров эллипсоидальной КТ рассчитывается на основе минимизации уравнения (5). Очевидно, что зависимость энергии от малой полуоси будет сильнее зависимости от большой полуоси. Для каждой квазичастицы эта зависимость показана на рис.1.

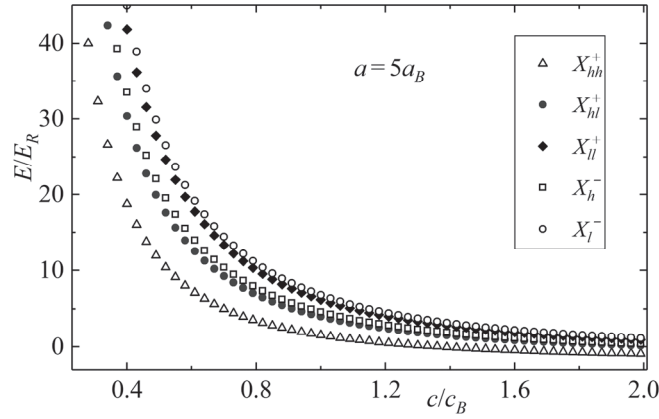


Рис.1. Зависимости энергии основного состояния разных типов трионов от малой полуоси эллипсоидальной КТ при фиксированном значении большой полуоси.

Как видно из рисунка, с увеличением малой полуоси энергия каждого триона уменьшается. Трион, состоящий из двух тяжелых дырок и одного электрона, обладает самой низкой энергией. Это связано с тем, что эффективная масса тяжелой дыры намного больше, чем эффективная масса электрона. Близость кривых для $X_{lh}^+ \leftrightarrow X_h^-$ и $X_{\ell\ell}^+ \leftrightarrow X_\ell^-$ объясняется тем, что эффективные массы легких дырок и электронов близки друг к другу.

Близость кривых для разных типов трионов имеет место и для энергий связи. Таким образом, на рис.2 показаны зависимости энергии связи каждого типа трионов от малой полуоси.

Однако в этом случае наибольшее значение энергии связи имеет трион с двумя тяжелыми дырками и одним электроном, а наименьшее значение имеет трион с двумя электронами и одной легкой дыркой. Разница в энергиях связи для всех типов трионов позволяет дифференцировать виды трионов по определению

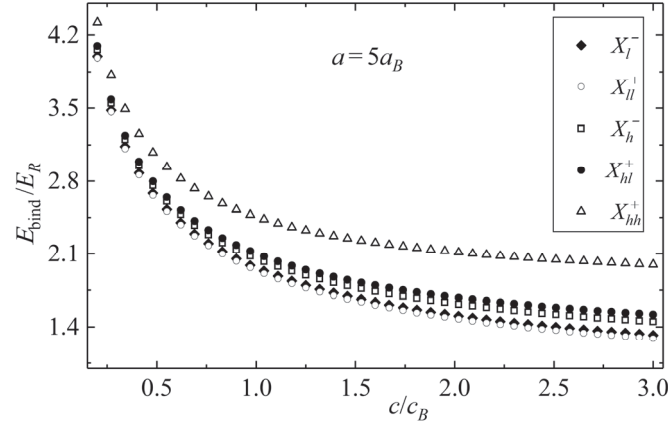


Рис.2. Зависимости энергии связи для разных типов трионов от малой полуоси эллипсоидальной КТ при фиксированном значении большой полуоси.

энергии связи. Зависимость энергий рекомбинации от малой полуоси эллипсоидальной КТ качественно повторяет рис.2. Поэтому ее не нужно представлять. Однако эти зависимости имеют важное поведение: после определенных значений геометрических параметров энергии рекомбинации становятся отрицательными. Это означает, что процессы рекомбинации после этих значений запрещены. Эти критические значения для всех типов трионов представлены в Таблице 1 для различных наборов геометрических параметров.

Табл.1. Критические значения малой полуоси для всех типов трионов при фиксированной большой полуоси

a/a_B	X_{hh}^+	$X_{ch}^+(h \rightarrow \ell)$	$X_{ch}^+(\ell \rightarrow h)$	$X_{\ell\ell}^+$	X_h^-	X_ℓ^-
5	1.272	2.006	1.445	2.176	1.477	2.215
7.5	1.270	1.980	1.469	2.182	1.508	2.224
10	1.269	1.970	1.487	2.194	1.532	2.241

Знание критических значений для полуосей важно для экспериментальной реализации трионных состояний. В зависимости от задачи, геометрические параметры КТ могут быть выбраны таким образом, чтобы усиливать или подавлять процессы рекомбинации. Сила осцилляторов всех вышеупомянутых квазичастиц на малой полуоси изображена на рис.3.

Обратим внимание на то, что сила осциллятора увеличивается с увеличением малой полуоси, и эта зависимость имеет квадратичный характер. В нашей модели все имеют один и тот же интеграл перекрытия, однако разница между ними заключается в различных значениях энергии трионов, которые включены в формулу (8).

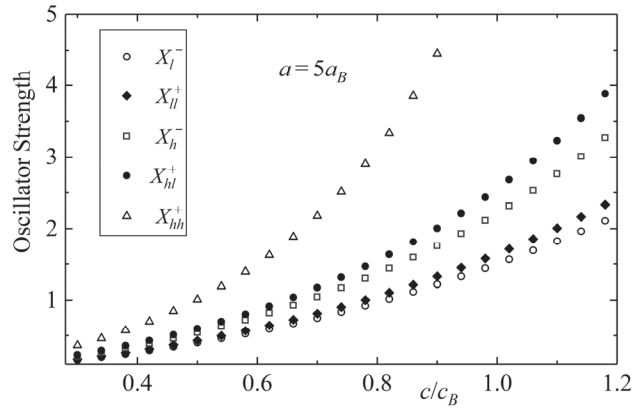


Рис.3. Зависимости силы осциллятора для разных типов трионов от малой полуоси эллипсоидальной КТ.

Наконец, на рис.4 показана оценка радиационных времен жизни всех типов трионов на малой полуоси.

Как следует из рис.4, радиационное время жизни увеличивается до максимального значения, и после некоторых значений малой полуоси радиационное время жизни трионов уменьшается. Существование максимального значения для этих зависимостей можно объяснить влиянием двух эффектов – эффекта размерного квантования и кулоновского взаимодействия. Между тем, последний является сложным эффектом, поскольку количество отрицательно и положительно заряженных частиц, а именно электронов и дырок, варьируется в разных типах трионов. Из рисунка следует, что трион, состоящий из двух тяжелых дырок и одного электрона, имеет наименьшее значение радиационного времени жизни, а в противоположность этому трион, состоящий из двух электронов и одной легкой дыры, имеет наибольшее значение радиационного времени жизни.

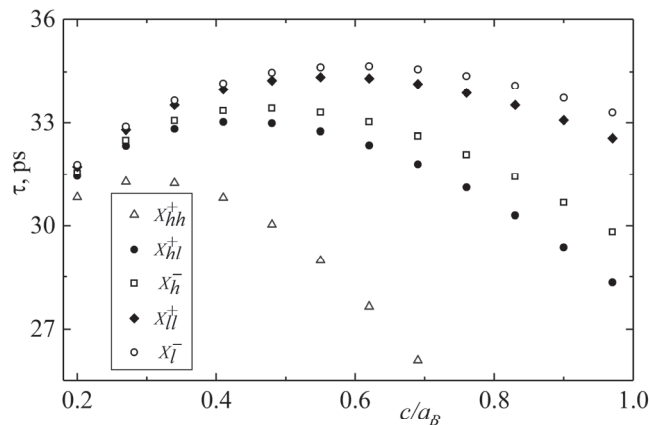


Рис.4. Зависимости радиационного времени жизни различных типов трионов от малой полуоси эллипсоидальной КТ.

4. Заключение

В настоящей работе проведены расчеты для отрицательных и положительных двумерных связанных трионов со смешиванием легких и тяжелых дырок для режима промежуточного размерного квантования в сильно сплюснутой GaAs эллипсоидальной КТ. Показано, что энергии связи и рекомбинации для всех трионов уменьшаются с увеличением параметра. Трион X_{hh}^+ , состоящий из двух тяжелых дырок и одного электрона, имеет самую низкую энергию из всех квазичастиц и, соответственно, имеет самую высокую энергию связи. Показано, что для всех типов смешанных связанных трионов сила осциллятора квадратично возрастает с увеличением полуоси КТ.

Наконец, радиационные времена жизни всех трионов в сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ из GaAs находятся в интервале между 30 пс и 36 пс для средних значений $a = 5a_B$ и $c = 0.5a_B$.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю к. ф.-м. н. доценту Давиду Борисовичу Айрапетяну за оказанную помощь в реализации данной работы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН Республики Армении в рамках тематического научного проекта № 18Т-1С062.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov.** Quantum dot heterostructures. John Wiley & Sons, England, 1999.
2. **A.J. Nozik.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **14**, 115 (2002).
3. **V.M. Ustinov, A.E. Zhokov, A.E. Zhukov, A.Y. Egorov, N.A. Maleev.** Quantum dot lasers, Oxford University Press on Demand, New York, 2003.
4. **J.H. Blokland, M. Bozkurt, J.M. Ulloa, D. Reuter, A.D. Wieck, P.M. Koenraad, P.C.M. Christianen, J.C. Maan.** Appl. Phys. Lett., **94**, 023107 (2009).
5. **K.M. Gambaryan, V.A. Aroutiounian, V.G. Harutyunyan.** Appl. Phys. Lett., **101**, 093103 (2012).
6. **A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Forchel, A. Sauerwald, D. Peskes, T. Kümmell, G. Bacher.** Journal of crystal growth, **286**, 6 (2006).
7. **G. Iadonisi, G. Cantele, V. Marigliano Ramaglia, D. Ninno.** physica status solidi (b), **237**, 320 (2003).
8. **E.P. Pokatilov, M.D. Croitoru, V.M. Fomin, J.T. Devreese.** physica status solidi (b), **237**, 244 (2003).
9. **G. Cantele, D. Ninno, G. Iadonisi.** Journal of Phys.: Cond. Matter, **12**, 9019 (2000).
10. **G. Cantele, D. Ninno, G. Iadonisi.** physica status solidi (a), **197**, 432 (2003).
11. **L. Shi, Z.W. Yan.** physica status solidi c, **8**, 42 (2011).
12. **K.G. Dvovyan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, A.A. Tshantshapanyan.** Nanoscale

- research letters, **2**, 601 (2007).
13. **M. Barati, G. Rezaei, M.R.K. Vahdani.** physica status solidi (b), **244**, 2605 (2007).
 14. **Y.Y.Bleyan, D.B. Hayrapetyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **54**, 153 (2019).
 15. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** The European Physical Journal B, **88(9)**, 223 (2015).
 16. **D.A.Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** Physica B: Cond. Metter, **479**, 85 (2015).
 17. **D.B. Hayrapetyan, K.G. Dvoyan, E.M. Kazaryan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42**, 151 (2007).
 18. **E. Sadeghi, M. Moradi LM.** Chinese Journal of Phys., **54**, 773 (2016).
 19. **D.B. Hayrapetyan, G.L. Ohanyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan.** Phys. E, **95**, 27 (2018).
 20. **L. Shi, Z.W. Yan.** Superlattices and Microstructures, **94**, 204 (2016).
 21. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** Journal of Nanophotonics, **10**, 033508 (2016).
 22. **E. Sadeghi.** Phys. E, **73**, 1 (2015).
 23. **I.H. Lee, Y.H. Kim, K.H. Ahn.** Journal of Phys.: Cond. Matter, **13**, 1987 (2001).
 24. **D.B. Hayrapetyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42**, 292 (2007).
 25. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Phys. E, **75**, 353 (2016).
 26. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **48**, 32 (2013).
 27. **M.A. Lampert.** Phys. Rev. Lett., **1**, 450 (1958).
 28. **B. Stebe, A. Moradi, F. Dujardin.** Phys. Rev. B, **61**, 7231 (2000).
 29. **B. Szafran, B. Stébé, J. Adamowski, S. Bednarek.** J. Phys.: Condens. Matter, **12**, 2453 (2000).
 30. **B. Szafran, B. Stébé, J. Adamowski, S. Bednarek.** Phys. Rev. B, **66**, 165331 (2002).
 31. **D.B. Hayrapetyan, Y.Y. Bleyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan.** Phys. E, **105**, 47 (2019).
 32. **D.M. Whittaker, A.J. Shields.** Phys. Rev. B, **56**, 15185 (1997).
 33. **C. Riva, F.M. Peeters, K. Varga.** Phys. Rev. B, **61**, 13873 (2000).
 34. **G. Finkelstein, V. Umansky, I. Bar-Joseph, V. Ciulin, S. Haacke, J.D. Ganiere, B. Deveaud.** Phys. Rev. B, **58**, 12637 (1998).
 35. **A. Esser, E. Runge, R. Zimmermann, W. Langbein.** Phys. Rev. B, **62**, 8232 (2000).
 36. **R.J. Warburton, C.S. Dürr, K. Karrai, J.P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, P.M. Petroff.** Phys. rev. let., **79**, 5282 (1997).
 37. **K. Kheng, R.T. Cox, M.Y. d'Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar, S. Tatarenko.** Phys. rev. let., **71**, 1752 (1993).
 38. **G.A. Narvaez, G. Bester, A. Zunger.** Phys. Rev. B, **72**, 245318 (2005).
 39. **M. Sahin, F. Koç.** Appl. Phys. Lett., **102**, 183103 (2013).

ՏԱՐԲԵՐ ՏԵՍԱԿԻ ՏՐԻՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՏԵՍԱԿԱՆ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ GaAs ԷԼԻՊՍԱԴԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

Յ.Յ. ԲԼԵՅԱՆ

Հետազոտվել են տարբեր տեսակի բացասական և դրական երկչափ կապված տրիոնային վիճակները GaAs խիստ սեղմված էլիպսարդային քվանտային կետում (ԽՍԷՔԿ) միջին քվանտացված ռեժիմում: Դրական և բացասական տրիոնների փորձնական ալիքային ֆունկցիաները կառուցված են էլեկտրոնի և խոռչի մեկմասնիկային ալիքային ֆունկցիաների հիման վրա, որոնք ստացվել են ադիաբատական մոտավորության շրջանակում: Կառուցվել են բոլոր տեսակի տրիոնային վիճակների էներգիաների, կապի և ռեկոմբինացիայի էներգիաների կախվածությունները էլիպսարդային քվանտային կետի տարբեր երկրաչափական պարամետրերից: Վերջապես, գնահատվել է տարբեր տեսակի բացասական և դրական տրիոնային վիճակների կյանքի տևողությունը միջին քվանտացման ռեժիմի համար:

THEORETICAL INVESTIGATION OF DIFFERENT TYPES OF TRION STATES
IN GaAs ELLIPSOIDAL QUANTUM DOT

Y.Y. BLEYAN

Different types of negative and positive two-dimensional bound trion states in a strongly oblate GaAs ellipsoidal dot (SOEQD) are investigated in the mode of intermediate size quantization. The trial wave functions for positive and negative trions are constructed on the basis of single-particle wave functions of an electron and a hole, obtained in the framework of the adiabatic approximation. The dependences of the energy, binding and recombination energies of all types of trion states on the geometrical parameters of the ellipsoidal quantum dot are constructed. Finally, the radiative lifetime for different types of negative and positive trion states in the mode of intermediate size quantization is estimated.