

УДК 621.315

ЭФФЕКТ ВНЕШНЕГО ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ДИАМАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ В СИЛЬНО СПЛЮСНУТОЙ ЭЛЛИпсоИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

Г.Л. ОГАНЯН

Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

e-mail: gagik_ohanyan@yahoo.com

(Поступила в редакцию 9 января 2019 г.)

В данной работе исследованы водородоподобные примесные состояния в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке из GaAs при наличии внешнего гидростатического давления и температуры. Численные расчеты выполнены в рамках вариационного исчисления. Получены зависимости энергии связи от расположения донорного центра при различных значениях внешнего давления и температуры. Выявлена зависимость диамагнитной восприимчивости от координаты примеси при различных значениях внешнего давления. Рассчитана зависимость силы осциллятора для первых двух переходов из основного примесного уровня в зону проводимости. Приведена трехмерная зависимость сечения фотоионизации от частоты падающего света и гидростатического давления.

1. Введение

Исследование примесных состояний в полупроводниковых квантовых точках является актуальной задачей, так как наличие примеси воздействует как на оптические, так и кинетические свойства полупроводниковых наноструктур. Этим объясняется наличие огромного количества работ, посвящённых исследованию примесных состояний в полупроводниковых наноструктурах [1–10]. В частности, в работе [6] исследованы примесные состояния в сферическом квантовом нанослое с молекулярным потенциалом ограничения Кратцера, изучены зависимости полной энергии и энергии связи примеси от параметров ограничивающего потенциала. В работе [8] авторами исследована энергия связи смещённой донорной примеси в слабо сплюснутой квантовой точке в рамках метода эффективной массы. Результаты показывают, что вариации энергий связи пропорциональны постоянной эллиптичности, размеру квантовой точки и местоположению примеси.

В последнее время возрос интерес к квантовым точкам (КТ) со сложной геометрией, в частности, к сфероидальным и эллипсоидальным КТ [11–17]. Следует отметить, что сфероидальные и эллипсоидальные квантовые точки имеют преимущество по отношению к сферическим, так как они имеют дополнительные геометрические параметры для манипуляции энергетическим спектром. Это позволяет более гибко манипулировать физическими свойствами КТ. Например, в работе [15] рассмотрены электронные состояния и прямое межзонное поглощение света в ансамбле вытянутых сфероидальных квантовых слоев, получена также зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего света с учетом дисперсии толщин нанослоев для случаев как симметричных, так и асимметричных функций распределения. Отметим также, что в эллипсоидальных КТ возможна реализация теоремы Кона [19,20], которая подтверждается также экспериментальными фактами [21].

Еще одним механизмом для манипуляции энергетическим спектром КТ является применение таких внешних воздействий как гидростатическое давление, температура [22–28], а также этих воздействий, комбинированных с электрическим и магнитным полями [29–32]. В частности, в работе [23] авторами исследовались энергии связи мелких доноров и акцепторов в сферической $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ квантовой точке при изотропном гидростатическом давлении как для конечного, так и бесконечно высокого барьера. Результаты показывают, что энергия связи с примесью увеличивается с увеличением давления для любого положения примеси. В работе [32] авторами изучено влияние непараболичности электрического поля, гидростатического давления и зоны проводимости на энергии связи нижележащих состояний и диамагнитную восприимчивость водородной примеси в центре, заключенной в типичной $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ сферической квантовой точке. Теоретические исследования проведены путем прямой диагонализации гамильтониана.

Актуальной задачей также является исследование магнитных свойств вышеприведенных систем, в частности, расчет диамагнитной восприимчивости водородоподобной донорной примеси [3,33–37]. В работе [35] исследованы энергии связи и диамагнитная восприимчивость примеси в GaAs сферической квантовой точке при одновременном воздействии статического давления, температуры и лазерного излучения. Показано, что энергии связи и диамагнитная восприимчивость увеличиваются с ростом давления.

В данной работе рассмотрено влияние внешнего гидростатического давления и температуры на водородоподобные примесные состояния в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке из GaAs . В рамках вариационного

исчисления найдены энергия связи как функция от внешних параметров и расположения донорного примесного центра. Рассчитан также спектр сечения фотоионизации в зависимости от частоты падающего света.

2. Теория

2.1. Примесные состояния

Рассмотрим непроницаемую сильно сплюснутую эллипсоидальную квантовую точку в режиме сильного размерного квантования при наличии водородоподобной донорной примеси под воздействием внешнего гидростатического давления и температуры. Потенциал ограничения частицы в цилиндрических координатах запишется в виде

$$U(\rho, \varphi, z) = \begin{cases} 0, & \frac{\rho^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} \leq 1 \\ \infty, & \frac{\rho^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} > 1 \end{cases}, \quad a \gg c, \quad (1)$$

где c и a – малая и большая полуоси сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точки соответственно. Отметим, что все величины в данной работе приведены в безразмерных величинах – все длины даны в единицах эффективного боровского радиуса a_B , а все энергии – в единицах эффективной ридберговской энергии E_R .

Гамильтониан системы в безразмерных величинах и в цилиндрических координатах имеет следующий вид:

$$\hat{H} = \hat{T} + V_{\text{int}}(\rho, \varphi, z) + U(\rho, \varphi, z), \quad (2)$$

где

$$\hat{T} = -\frac{m_e^*}{m_e^*(P, T)} \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right), \quad (3)$$

$$V_{\text{int}}(\rho, \varphi, z) = -\frac{k}{k(P, T)} \frac{2}{\sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 + (z - z_0)^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\varphi)}}. \quad (4)$$

Здесь $V_{\text{int}}(\rho, \varphi, z)$ – кулоновская энергия взаимодействия между донорной примесью и электроном, (ρ_0, z_0) – координаты расположения примесного центра. Зависимость эффективной массы электрона от гидростатического давления и температуры можно записать в следующем виде [26]:

$$m_e^*(P, T) = \left[1 + \left(\frac{15020}{E_g(P, T)} + \frac{7510}{E_g(P, T) + 0.341} \right) \right]^{-1} m_0, \quad (5)$$

где $E_g(P, T)$ – зависящая от внешнего давления и температуры ширина запрещенной зоны для полупроводника GaAs, которая представлена как

$$E_g(P, T) = \left(1519 + 10.7P - \frac{0.5405^2}{T + 204} \right) meV, \quad (6)$$

где m_0 – масса свободного электрона. Влияние гидростатического давления и температуры на диэлектрическую проницаемость GaAs дается следующей формулой (см. [26])

$$k(P, T) = k e^{\alpha_1 P + \alpha_2 T}, \quad (7)$$

где $\alpha_1 = -1.67 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$ ($-1.73 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$), $\alpha_2 = 9.4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ($20.4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$). Отметим, что константы в выражении (7) меняются в зависимости от температуры: $\kappa = 12.65$, $\alpha_1 = -1.67 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$, $\alpha_2 = 9.4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ при $T \leq 200$, а при $T > 200$ $\kappa = 12.29$, $\alpha_1 = -1.73 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$, $\alpha_2 = 20.4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Так как вышеприведенная задача не имеет аналитического решения, использован вариационный метод для нахождения энергии и волновой функции для первых трех уровней спектра.

Пробная волновая функция подбирается следующим образом:

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = C(\lambda) \Psi^{(0)}(\rho, \varphi, z) e^{-\lambda \sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 + (z - z_0)^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\varphi)}}, \quad (8)$$

где λ – вариационный параметр, а $C(\lambda)$ – нормировочный коэффициент, который определяется следующим образом

$$C^{-2}(\lambda) = \int_{-c}^c \int_0^{2\pi} \int_0^a |\Psi^{(0)}(\rho, \varphi, z)|^2 e^{-2\lambda \sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\varphi) + (z - z_0)^2}} \rho d\rho d\varphi dz, \quad (9)$$

где $\Psi^{(0)}$ – волновая функция беспримесной задачи. Беспримесная задача имеет аналитическое решение в рамках геометрического адиабатического приближения и исследовалась в работе [12]. Волновая функция и энергия беспримесной задачи имеют вид:

$$\begin{aligned} \Psi^{(0)}(\rho, \varphi, z) = & \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{2}{L(\rho)}} \sin\left(\frac{\pi n}{L(\rho)} z + \frac{\pi n}{2}\right) \\ & \times \sqrt{\frac{\pi n}{ac}} \frac{\sqrt{n_p}! \Gamma(|m| + 1)}{\Gamma^{3/2}(|m| + 1 + n_p)} e^{-\frac{\pi n}{4ac} \rho^2} \left(\frac{\pi n}{2ac} \rho^2\right)^{\frac{|m|}{2}} {}_1F_1\left\{-n_p, |m| + 1; \frac{\pi n}{2ac} \rho^2\right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\varepsilon_{ob} = \frac{\pi^2 n^2}{4c^2} + \frac{\pi n}{ac} (2n_p + |m| + 1), \quad (11)$$

где n, n_p, m – аксиальное, радиальное и магнитное квантовые числа, соответственно.

Тогда минимум полной энергии частицы согласно вариационному методу равен

$$\varepsilon_{total}(\lambda) = \int_{-c}^c \int_0^{2\pi} \int_0^a \Psi(\rho, \varphi, z) \hat{H} \Psi(\rho, \varphi, z) \rho d\rho d\varphi dz, \quad (12)$$

а энергия связи электрона определяется как разность между энергией электрона без примеси и с примесью:

$$\varepsilon_{bind} = \varepsilon^{(0)} - \varepsilon_{total}.$$

2.2. Диамагнитная восприимчивость

Полученные волновые функции основного и $\langle 1, 0, 1 \rangle$ состояний использовались для расчета диамагнитной восприимчивости водородоподобной донорной примеси для соответствующих состояний через выражение [3]

$$\chi_{dia} = -\frac{e^2 N_c}{6m_e^*(P, T)c^2} \langle r^2 \rangle, \quad (13)$$

где c – скорость света, а $\langle r^2 \rangle$ – среднее квадратичное расстояние между электроном и примесью, N_c – концентрация атомов.

2.3. Сечение фотоионизации

В низкоразмерных нанoeлектронных системах процесс фотоионизации описывается как оптический переход, который осуществляется из основного примесного состояния в подзону проводимости [9]. Переходы, происходящие в ходе этого процесса, связаны с поглощением падающего фотона с энергией, равной разнице между энергией конечного и начального состояний. Зависимость сечения фотоионизации от энергии падающего фотона может быть представлена как

$$\sigma(\hbar\omega) = \left[\left(\frac{F_{eff}}{F_0} \right)^2 \frac{n}{\kappa} \right] \frac{4\pi^2}{3} \alpha_{FS} \hbar\omega \sum_f \left| \langle \Psi_i | \vec{r} | \Psi_f \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega), \quad (14)$$

где n – коэффициент преломления полупроводника, κ – диэлектрическая проницаемость среды, $\alpha_{FS} = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры, $\hbar\omega$ – энергия падающего фотона, F_{eff}/F_0 – отношение эффективного электрического поля падающего фотона к среднему электрическому полю среды, $\langle \Psi_i | \vec{r} | \Psi_f \rangle$ – матричный элемент оператора диполя. Дельта функция в уравнении (14) заменяется функцией Лоренца

$$\delta(E_f - E_i - \hbar\omega) = \frac{\hbar\Gamma}{\pi \left((\hbar\omega - (E_f - E_i))^2 + (\hbar\Gamma)^2 \right)}.$$

Здесь $\Gamma = 0.1E_R$ – ширина Лоренцева контура водородоподобной примеси.

3. Обсуждение результатов

Перейдем к обсуждению полученных результатов. На Рис. 1a показана зависимость между энергией связи и смещением примеси при трех различных значениях внешнего давления. Согласно графику энергия связи возрастает с увеличением давления, т. е. связь между примесью и электроном становится сильнее. На Рис. 1b представлена зависимость энергии связи от положения примеси при различных значениях температуры. Энергия связи снижается с повышением температуры, что может быть объяснено увеличением энергии электрона. Это, в свою очередь, приводит к ослаблению связи между электроном и водородоподобной примесью.

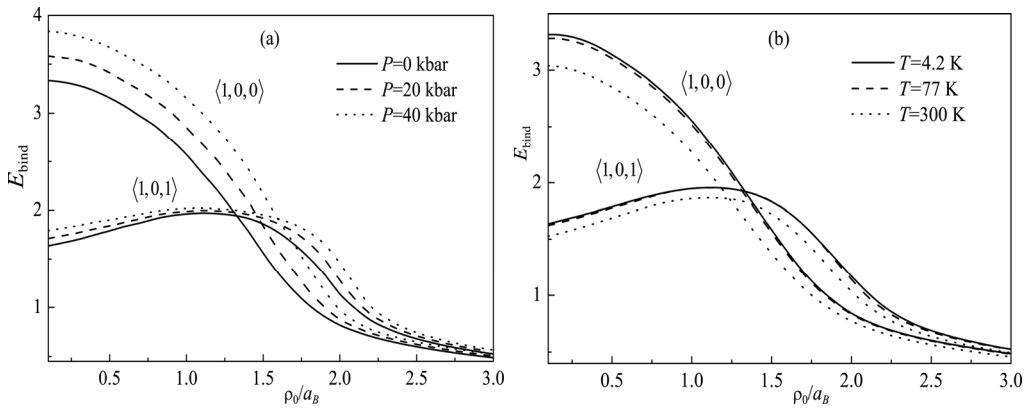


Рис.1. Зависимость энергии связи от смещения примеси при трех различных значениях (a) внешнего давления (b) температуры.

Подтверждением результата, полученного на рис. 1a, может служить зависимость плотности вероятности распределения электрона для трех различных положений примеси, представленная на рис.2. Согласно рисунку, значение плотности вероятности вблизи примеси возрастает с увеличением давления. В случае $\rho_0 = 2.5a_B$ связь практически нарушена, однако с появлением внешнего давления связь восстанавливается и электрон вновь располагается в окрестности донора.

Рассчитаны основное состояние и состояние $\langle 1,0,1 \rangle$ диамагнитной восприимчивости χ при различных давлениях (показаны на Рис.3). Для первого состояния χ остаются постоянной величиной примерно до $2.2a_B$, затем она резко уменьшается. Такое изменение диамагнитной восприимчивости может быть объяснено тем, что в этой области связь между примесью и электроном начинает разрушаться [7], тогда как из-за гидростатического давления этот эффект наблю-

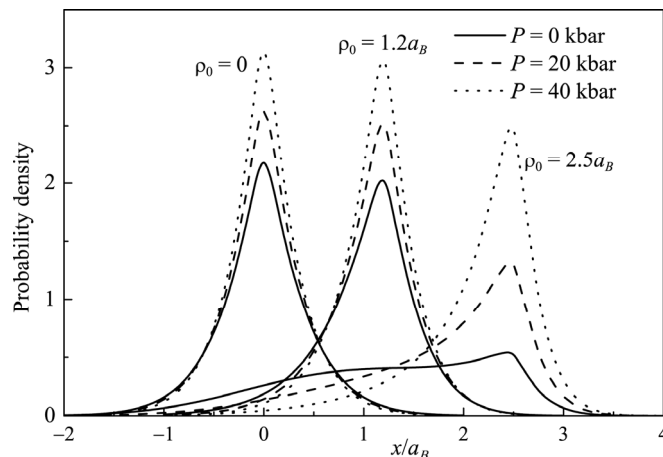


Рис.2. Зависимость плотности вероятности распределения электрона для трех различных положений примеси и при различных значениях гидростатического давления.

дается несколько позднее. В случае второго состояния результат слегка отличается: во-первых, мы можем заметить, что для каждой кривой есть две точки экстремума (минимум и максимум) и они смещаются справа на более высокие значения с давлением. Однако после достижения их максимальных значений они непрерывно уменьшаются, как и в случае основного состояния.

Зависимость силы осциллятора от положения примеси для различных значений внешнего давления показан на Рис.4 – из-за влияния давления значения силы осциллятора смещаются вниз для перехода между примесным состоянием $\langle 1,0,0 \rangle$ и состоянием зоны проводимости $\langle 1,0,0 \rangle$. Однако сила осциллятора возрастает в случае перехода между примесным состоянием $\langle 1,0,0 \rangle$ и состоянием зоны проводимости $\langle 1,0,1 \rangle$.

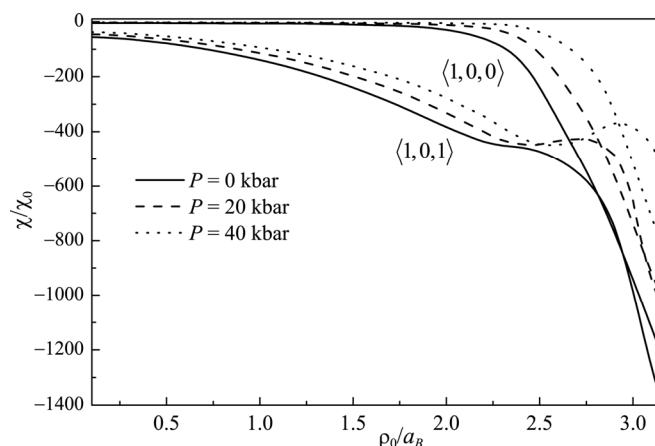


Рис.3. Зависимость диамагнитной восприимчивости от координаты примеси для различных значений гидростатического давления.

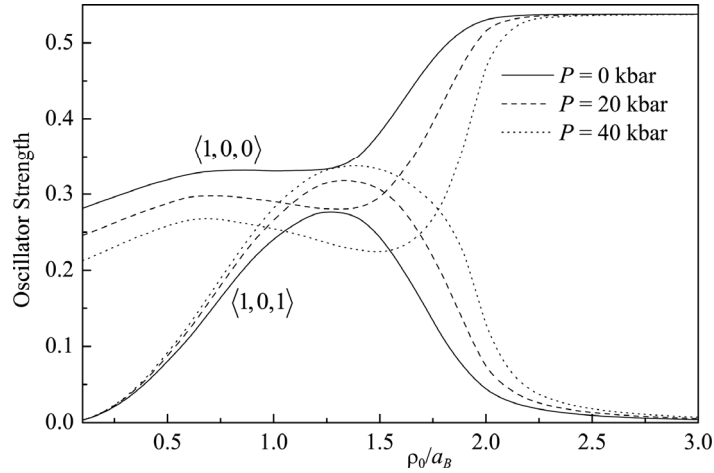


Рис.4. Зависимость силы осциллятора от смещения примеси для различных значений давления.

Приведем также зависимость сечения фотоионизации для переходов из основного примесного уровня в основную и первый возбужденный уровни зоны проводимости от двух параметров – частоты и гидростатического давления. Первый пик на Рис.5 соответствует переходу из основного уровня примеси в основной уровень зоны проводимости, а второй пик, соответственно, в первый возбужденный уровень зоны проводимости. Как следует из рисунка, с увеличением давления для обоих переходов происходит смещение пиков в область более высоких частот (синее смещение). Как уже было показано, это является следствием того, что внешнее давление усиливает примесное и электронное взаимодействие. Интересно, что интенсивности для пиков вышеприведенных переходов ведут себя противоположным образом: в случае первого перехода

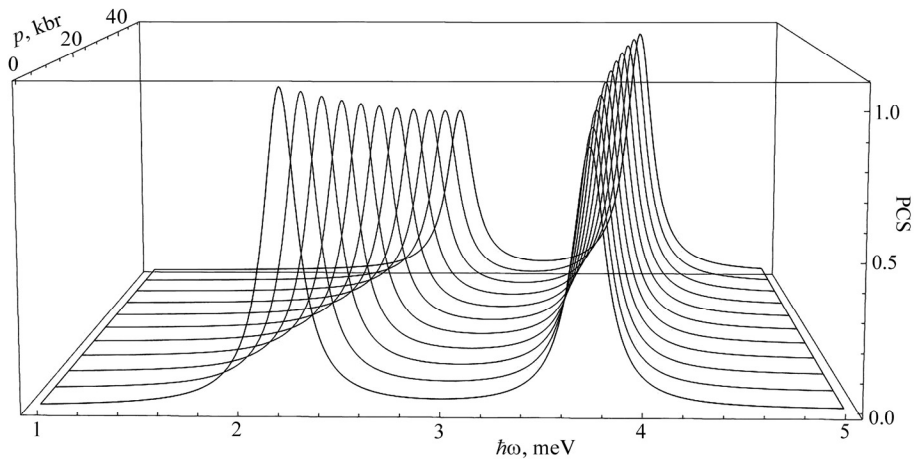


Рис.5. Трехмерный график зависимости сечения фотоионизации от энергии фотона и гидростатического давления.

наблюдается уменьшение интенсивности в зависимости от гидростатического давления, а во втором – увеличение интенсивности. То есть, вероятности этих переходов меняются противоположно с изменением внешнего гидростатического давления.

4. Заключение

Изучены оптические и электронные свойства сильно сплюснутых эллипсоидальных квантовых точек в присутствии водородоподобной примеси как под воздействием внешнего гидростатического давления и температуры, так и без них. В частности, были исследованы энергии связи примеси и носителя заряда от различных параметров системы. Выяснилось, что зависимость от смещения примеси вдоль больших полуосей носит немонотонный характер. Зависимость от температуры в данных системах имеет слабо выраженный характер. Зависимость силы осциллятора для случая перехода из основного примесного уровня в основной уровень зоны проводимости от положения примеси носит монотонно возрастающий характер, в то время как в случае перехода из основного примесного уровня в первый возбужденный уровень зоны проводимости зависимость имеет колоколообразный характер. Интенсивности для пиков сечения фотоионизации ведут себя противоположным образом: в случае первого перехода наблюдается уменьшение интенсивности в зависимости от гидростатического давления, а для второго перехода – увеличение интенсивности.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. **R. Khordad, H. Bahramiyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **66**, 107 (2015).
2. A. Mandal, S. Sarkar, A.P. Ghosh, M. Ghosh. Chemical Physics, **463**, 149 (2015).
3. **D.B. Hayrapetyan, S.M. Amirkhanyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **84**, 367 (2016).
4. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.K. Tevosyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **49(3)**, 119 (2014).
5. **E.C. Niculescu, D. Bejan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **74**, 51 (2015).
6. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, L.S. Petrosyan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **66**, 7 (2015).
7. **D. B. Hayrapetyan, G. L. Ohanyan, D. A. Baghdasaryan, H. A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E. M. Kazaryan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **95**, 27 (2018).

8. **E. Sadeghi, A. Avazpour.** Physica B: Condensed Matter, **406(2)**, 241 (2011).
9. **A. Sali, H. Satori, M. Fliyou, H. Loumrhari.** Physica Status Solidi (b), **232(2)**, 209 (2002).
10. **G. Safarpour, M. Barati, M. Moradi, S. Davatolhagh, A. Zamani.** Superlattices and Microstructures, **52(3)**, 387 (2012).
11. **F. Dujardin, E. Feddi, E. Assaid.** Superlattices and Microstructures, **114**, 296 (2018).
12. **D. B. Hayrapetyan, K. G. Dvovyan, and E. M. Kazaryan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42(4)**, 151 (2007).
13. **K.G. Dvovyan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** Nanoscale research letters, **4(2)**, 106 (2009).
14. **D. B. Hayrapetyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42.6**, 292 (2007).
15. **D. A. Baghdasaryan, D. B. Hayrapetyan, E. M. Kazaryan.** Journal of Nanophotonics **10(3)**, 033508 (2016).
16. **D. A. Baghdasaryan, D. B. Hayrapetyan, E. M. Kazaryan.** The European Physical Journal B, **88**, 223 (2015).
17. **K.G. Dvovyan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, A.A. Tshantshapanyan.** Nanoscale research letters, **2(12)**, 601 (2007).
18. **D.B. Hayrapetyan, Y.Y. Bleyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **105**, 47 (2019).
19. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **48**, 32 (2013).
20. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **75**, 353 (2016).
21. **A.N. Sofronov, R.M. Balagula, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, A.A. Tonkikh, H.A. Sarkisyan, D.B. Hayrapetyan, L.S. Petrosyan, E.M. Kazaryan.** Semiconductors, **52(1)**, 59 (2018).
22. **M. Narayanan, A. John Peter.** Quantum Matter, **1**, 53 (2012).
23. **S.T. Perez-Merchancano, R. Franco, J. Silva-Valencia.** Microelectronics Journal, **39.3-4**, 383 (2008).
24. **D.A. Baghdasaryan, D.B Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** The European Physical Journal B, **88(9)**, 223 (2015).
25. **N. Raigoza, A.L. Morales, A. Montes, N. Porras-Montenegro, C.A. Duque.** Physical Review B, **69**, 045323 (2004).
26. **D.B. Hayrapetyan, T.V. Kotanjyan, H.K. Tevosyan, E.M. Kazaryan.** Radiation Effects and Defects in Solids, **171**, 916 (2016).
27. **D.B. Hayrapetyan, S.M. Amirkhanyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **84**, 367 (2016).
28. **M. Kirak, Y. Altinok, S. Yilmaz.** Journal of Luminescence, **136**, 415 (2013).
29. **L.M. Burileanu.** Journal of Luminescence, **145**, 684 (2014).
30. **G. Rezaei, S.S. Kish.** Superlattices and Microstructures, **53**, 99 (2013).
31. **A.J. Peter.** Solid State Communications, **147(7)**, 296 (2008).
32. **G. Rezaei, N.A. Doostimotlagh.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **44(4)**, 833 (2012).
33. **P. Nithiananthi, K. Jayakumar.** Solid state communications, **137(8)**, 427 (2006).
34. **C. Rajamohan, A.M.J.D. Reuben, P. Nithiananthi, K. Jayakumar.** Journal of Mathematical Chemistry, **44(3)**, 743 (2008).

35. **B. Vaseghi, T. Sajadi.** Physica B: Condensed Matter, **407(14)**, 2790 (2012).
36. **A.J. Peter.** Superlattices and Microstructures, **47(3)**, 442 (2010).
37. **G.A. Samara.** Physical Review B, **27(6)**, 3494 (1983).

ԱՐՏԱՔԻՆ ՀԻՌՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԵՎ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ
ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ
ԵՎ ԴԻԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ
ԽԻՍՏ ՍԵՂՄՎԱԾ ԷԼԼԻՊՍԱԲԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

Գ.Լ. ՕՀԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրվել են խիստ սեղմված էլիպսարդային քվանտային կետի ջրածնանման խառնուրդային վիճակները արտաքին հիդրոստատիկ ճնշման և ջերմաստիճանի առկայության դեպքում: Հաշվարկվել է կապի էներգիայի կախվածությունը խառնուրդի դիրքից՝ արտաքին ճնշման և ջերմաստիճանի տարբեր արժեքների համար: Բացահայտվել է դիամագնիսական ընկալունակության կախվածությունը խառնուրդի կոորդինատից՝ արտաքին ճնշման տարբեր արժեքների: Հաշվարկվել է տատանակի ուժի կախվածությունը խառնուրդի հիմնական վիճակից դեպի հաղորդականության գոտի առաջին երկու անցումների համար: Ներկայացվել է ֆոտոիոնիզացիայի հատույթի կախվածությունը ընկնող լույսի հաճախությունից և հիդրոստատիկ ճնշումից:

EFFECT OF EXTERNAL HYDROSTATIC PRESSURE AND TEMPERATURE ON THE IMPURITY STATES AND DIAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY IN STRONGLY OBLATE ELLIPSOIDAL QUANTUM DOT

G.L. OHANYAN

In this paper, hydrogen-like impurity states in a strongly oblate ellipsoidal quantum dot have been investigated in the presence of external hydrostatic pressure and temperature. Numerical calculations were performed in the framework of the variational method. The dependences of the binding energy on the location of the donor impurity were obtained for various values of external pressure and temperature. The dependence of the diamagnetic susceptibility on the impurity coordinate at various values of external pressure has been revealed. The dependence of the oscillator strength for the first two transitions from the impurity ground state to the conduction band has been calculated. The three-dimensional dependence of the photoionization cross section on the frequency of the incident light and hydrostatic pressure is given.