

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ, ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ, ՄՇԱԿՈՒՅԹԻ ԵՎ ՍՊՈՐՏԻ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ  
ՀԱՅ-ՌՈՒՍԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՀԱԿՈՐՅԱՆ ԷԴՈՒԱՐԴ ՍԵՐԳԵՅԻ

ՏԱՐԲԵՐ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ԳԾԱՅԻՆ և ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ  
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԱՐՏԱՔԻՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Ա.04.10 – «Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա» մասնագիտությամբ  
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական աստիճանի  
հայցման ասեմախոսության

Ս Ե Ղ Մ Ա Գ Ի Ր

ԵՐԵՎԱՆ – 2024

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ, КУЛЬТУРЫ И СПОРТА РА  
РОССИЙСКО-АРМЯНСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

АКОПЯН ЭДУАРД СЕРГЕЕВИЧ

ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАЗЛИЧНЫХ  
КВАНТОВЫХ СТРУКТУР ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

Диссертации на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук по специальности А.04.10 –  
“Физика полупроводников”.

ЕРЕВАН – 2024

Ամենախոստյան թեման հաստատվել է Հայ-Ռուսական համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝ ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր, Է. Մ. Ղազարյան  
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝  
ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր Վ. Հարությունյան  
ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, դոցենտ Տ. Հակոբյան

Առաջատար կազմակերպություն՝  
ՀՀ ԳԱԱ ֆիզիկական հետազոտությունների ինստիտուտ

Ամենախոստյան պաշտպանությունը տեղի կունենա 2024թ. հունվարի 27-ին, ժամը 12:30-ին Հայ-Ռուսական համալսարանի 052 “Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա” մասնագիտական խորհրդի նիստում: Հասցե՝ 0051, ք. Երևան, Հ. Էմին 123:

Ամենախոստյանը կարելի է ծանոթանալ ՀՌՀ գրադարանում:

Մեղմագիրը առաքված է 2023թ. դեկտեմբերի 25-ին:

Մասնագիտական խորհրդի  
գիտական քարտուղար՝  ֆիզ.մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ  
Դ.Բ. Հայրապետյան

Тема диссертации утверждена в Российско-Армянском университете

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук, академик НАН РА, профессор  
Э. М. Казарян

Официальные оппоненты:  
доктор физ.-мат. наук, профессор В.А. Арутюнян  
доктор физ.-мат. наук, доцент Т.С. Акопян

Ведущая организация: Институт физических исследований НАН РА

Защита диссертации состоится 27 Января, 2024, в 12:30 часов на заседании специализированного совета по физике 052 “Физике полупроводников” Российско-Армянского университета по адресу: 0051, Ереван, ул. О. Эмина 123.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке РАУ.

Автореферат разослан 25 Декабря 2023г.

Ученый секретарь  
специализированного совета՝  кандидат физ.-мат. наук, доцент  
Д.Б. Айрапетян

## **ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ**

### **Актуальность исследования**

Полупроводниковые наноструктуры играют ключевую роль в современных технологиях, используя уникальные свойства полупроводниковых материалов в нано масштабе. Полупроводники занимают интересное положение между проводниками и металлами, характеризуясь шириной запрещенной зоны — диапазоном запрещенных энергий в их электронной структуре<sup>1-5</sup>. Полупроводники охватывают широкий спектр материалов<sup>6,7</sup>, включая такие соединения, как арсенид галлия<sup>8</sup>, и чистые элементы, такие как германий и кремний<sup>9,10</sup>.

Квантовые точки (КТ), также известные как «искусственные атомы», уже нашли многочисленные применения в таких областях, как наноэлектроника и оптоэлектроника<sup>11</sup>, лазеры на основе КТ<sup>12-15</sup>, квантовые вычисления и квантовая информация<sup>16,17</sup>, фотоэлектрические технологии<sup>18-20</sup>, а также детекторы на основе КТ<sup>21,22</sup>. Нелинейные оптические свойства имеют значительный потенциал для применения в упомянутых выше устройствах<sup>23,24</sup>, что делает их изучение важным как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения.

В последние годы перовскитовые материалы стали важной областью исследований и разработок, привлекая ученых и инженеров своими исключительными свойствами и огромным потенциалом во многих областях<sup>25-29</sup>. Благодаря характерной кристаллической структуре, известной как структура перовскита, эти материалы привлекли значительное внимание благодаря своему уникальному составу и интригующим электронным и оптическим характеристикам.

В свете вышесказанного, теоретического изучения линейных и нелинейных оптических свойств КТ под воздействием внешних полей, а также исследование различных перовскитных материалов, особенно наноразмерных, является актуальной задачей материаловедения по сей день. Именно этим вопросам посвящена данная диссертационная работа.

### **Цель работы**

Целью диссертационной работы является:

- Теоретическое исследование электронных состояний цилиндрических КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера при отсутствии и наличии внешних электрических и магнитных полей.
- Моделирование электронных состояний в связанных цилиндрических КТ со синусоидальным ограничивающим потенциалом.
- Изучение линейных и нелинейных оптических свойств цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера.
- Расчет генерации второй и третьей гармоник в молекулообразных связанных КТ.
- Исследование экситон-экситонных состояний в однослойных и многослойных перовскитных двумерных квантовых ямах.

### **Научная новизна**

1. Рассмотрена цилиндрическая КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера по аксиальному направлению и бесконечно глубокой потенциальной ямой по радиальному направлению. Методом разделения переменных получены аналитические выражения как для энергии, так и для волновых функции электрона. Показано, что происходит монотонный спад энергетических уровней с увеличением ширины ямы, а также наблюдается тенденция к эквидистантности при больших значениях параметра  $\alpha$ .
2. Изучено влияние внешнего электрического и магнитного полей на энергетические уровни цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера. Найдены определенные значения электрического поля, при которых спектр для первых трех аксиальных энергетических уровней становится эквидистантным. Равноудаленность энергетических уровней по аксиальному направлению реализуется для значений  $F = 22 \text{ kV/cm}$  и  $F = 55 \text{ kV/cm}$ . Эти значения использованы для расчета генерации второй и третьей гармоник.
3. В рамках адиабатического метода и численного метода конечных элементов получен энергетический спектр молекулообразной КТ при наличии внешнего электрического поля, направленного в аксиальном направлении. Показана возможность манипуляции эффективного потенциала левых и правых частей КТ с помощью интенсивности электрического поля. Это, в свою очередь, приводит к возможности контроля локализации электрона.
4. Рассчитаны коэффициенты оптического выпрямления для цилиндрической КТ, связанных цилиндрических КТ и молекулообразных КТ, и иллюстрированы зависимости коэффициента оптического выпрямления от энергии падающего фотона для различных значений геометрических параметров КТ. Получены аналитические выражения для дипольных матричных элементов для квантовых переходов между энергетическими уровнями цилиндрической КТ.
5. С помощью самоиндуцированной поляризации в рамках метода изображений проведено моделирование ограничивающего потенциала РПП перовскитных материалов, содержащих от одного до пяти неорганических слоев. Рассчитана зависимость дипольного момента экситона от напряженности электрического поля при различных значениях количество слоев. Выполнено сравнение между теоретическими расчетами и экспериментом для энергии связи экситона в РПП перовскитных материалов.

### **Научная и практическая ценность**

Результаты, полученные в данной диссертационной работе, имеют как академическую и практическую ценность. С академической точки зрения полезным является разработка метод расчета ограничивающего потенциала для РПП перовскитных материалов на основе метода изображений. С практической точки зрения, те же самые

РПП материалы могут быть использованы для конструирования солнечных элементов нового поколения с более высокими коэффициентами полезного действия.

### **Основные научные положения, выносимые на защиту**

1. Эквидистантность энергетических уровней цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера при значениях электрического поля  $F = 22 \text{ кВ} / \text{см}$  и  $F = 55 \text{ кВ} / \text{см}$ .
2. Наличие критического значения для величины внешнего электрического поля, после которого происходит просачивание электрона во внешнюю среду.
3. Немонотонный характер пиковых значений кривой коэффициента оптического выпрямления в зависимости от полуширины потенциала Кратцера.
4. Плавное смещение пика зависимости коэффициента генерации второй гармоники в область больших энергий с увеличением глубины потенциала Кратцера.
5. Уменьшение связи экситонов из-за разделения зарядов в аксиальном направлении при наличии электрического поля для РПП перовскитных материалов.

**Апробация работы.** Основные результаты, полученные в данной диссертационной работе, обсуждались на научных семинарах кафедры Общей Физики и Квантовых Наноструктур Инженерно-физического института РАН, а также докладывались на следующих локальных и международных научных конференциях:

- 12<sup>th</sup> Annual Scientific Conference, RAU, 2017.
- 13<sup>th</sup> Annual Scientific Conference, RAU, 2018.
- International Youth Conference on Electronics, Telecommunications and Information Technologies" (YETI-2019), SPBSTU 2019.
- RACIRI 2019 Summer School "Structure, Real-time Dynamics and Processes in Complex Systems", Svetlogorsk, 2019.
- 14<sup>th</sup> Annual Scientific Conference, RAU, 2019.
- SPIE Optics + Optoelectronics, Prague, Czech Republic, 2023.

**Публикации.** По теме диссертации опубликованы 6 работ. Список приводится в конце автореферата.

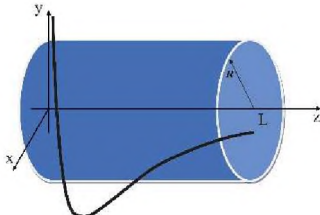
**Структура и объём работы.** Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка используемой литературы. Текст изложен на 116 страницах и содержит 51 рисунок, 1 таблицу и 171 наименование литературы.

### **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Диссертация начинается со **списка сокращений и введения**. **Во введении** представлен обзор научной литературы по теме диссертационной работы и формируется актуальность предлагаемой работы. После обзора литературы и описания современного состояния проблемы были перечислены основные положения работы.

**Первая глава** диссертационной работы посвящена исследованию энергетического спектра и волновых функций носителей зарядов в цилиндрических и молекулообразных КТ как в отсутствие, так и при наличии внешних полей, в основном при наличии электрического поля.

**В параграфе 1.1** рассматриваются электронные состояния в цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера.



**Рисунок 1.** Цилиндрическая КТ с потенциалом Кратцера.

Аналитический вид одномерного потенциала Кратцера даётся следующей формулой:

$$V_{conf}(z) = -2D \left( \frac{\alpha}{z} - \frac{\alpha^2}{2z^2} \right) \quad (z > 0), \quad (1)$$

параметр  $D$  определяет глубину потенциала,  $\alpha$  определяет ширину и  $L$  - высоту цилиндрической КТ.

Потенциал ограничения в радиальном направлении рассматривается как прямолинейная бесконечно глубокая яма:

$$V_{conf}(\rho) = \begin{cases} 0, & \rho < R \\ \infty, & \rho \geq R \end{cases}, \quad (2)$$

Гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$\hat{H}(\rho, \varphi, z) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V_{conf}(\rho) + V_{conf}(z) \quad (3)$$

Используя адиабатических метод, для уравнения Шредингера в безразмерных величинах в радиальном и аксиальном направлениях, мы получаем:

$$\left\{ -\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \frac{m^2}{\rho^2} + V_{conf}(\rho) \right\} f(\rho) = E_\rho f(\rho) \quad (4)$$

$$\left( -\frac{d^2}{dz^2} - 2D \left( \frac{\alpha}{z} - \frac{\alpha^2}{2z^2} \right) \right) \chi(z) = E_z \chi(z) \quad (5)$$

Решением данных уравнений является спектр энергии в радиальном и аксиальном направлениях:

$$E_\rho = \frac{\lambda_{\rho, m}^2}{R^2} \quad (6)$$

$$E_n^z = -\frac{D^2 \alpha^2}{(n + \lambda)^2}, \quad \lambda = \frac{1}{2} + \sqrt{\alpha^2 D + \frac{1}{4}} \quad (7)$$

где  $\lambda_{n_p, m}$  -  $n_p$ -ый ноль функции Бесселя  $J_m$ .

**В параграфе 1.2** рассматриваются электронные состояния в цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера при наличии внешнего электрического поля. Мы нашли критические значения электрического поля, при которых можно реализовать ГВГ.

**В параграфе 1.3** рассматриваются электронные состояния в цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера при наличии внешних электрического и магнитного полей. Изучены энергетические спектры в присутствии различных электростатических и магнитных полей с различной глубиной потенциала.

**В параграфе 1.4** рассматриваются электронные состояния в вертикально связанных цилиндрических КТ при наличии электрического поля.

Потенциал ограничения данной структуры запишем в виде:

$$V_{conf}(z) = U \left( \cos \left( \frac{2\pi}{d} z \right) + 1 \right), \quad 0 < z < L \quad (8)$$

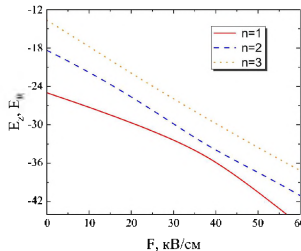
$$V_{conf}(z) = \infty, \quad z < 0, z > L$$

Гамильтониан системы при наличии электрического поля имеет вид:

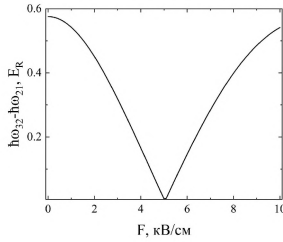
$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d}{dz^2} + V_{conf}(z) + V_{elec}, \quad (9)$$

где  $U$  - высота барьера между соседними КТ,  $d$  - межслойное разделение,  $V_{elec}$  - электрическое поле.

На рисунке 2 и 3 приведены зависимость первых трех уровней энергии от напряженности электрического поля и зависимость разности энергетических уровней от электрического поля соответственно.



**Рисунок 2.** Зависимость первых трех уровней энергии от напряженности электрического поля.

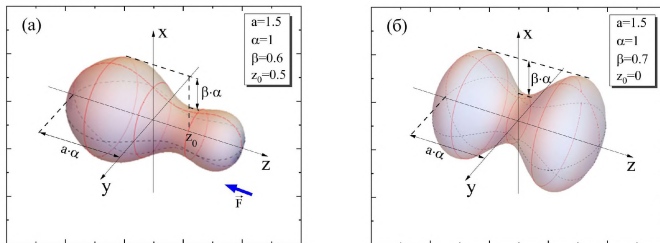


**Рисунок 3.** Зависимость разности энергетических уровней от электрического поля. Как следует из рисунка 3, условия эквидистантности уровней  $\hbar\omega_{32} - \hbar\omega_{21} = 0$  реализуется при значении  $F = 5 \text{ кВ/см}$ , в случае вышеуказанных материалов и геометрических параметров КТ. Наличие эквидистантности уровней позволяет реализовать генерацию второй гармоники в выше указанной системе

**В параграфе 1.5** рассматриваются электронные состояния в молекулообразных КТ при отсутствии и наличии электрического поля. Рассматривается динамика частиц (электронов или дырок) в системе связанных КТ. На рисунке 4 показана геометрическая форма связанных молекулообразной КТ (МКТ), которую можно математически представить как оборот кривой  $R(z)$  вокруг оси  $z$  :

$$R(z) = \left( 1 - \beta e^{-\left(\frac{z-z_0}{a}\right)^2} \right) \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{z}{a}\right)^2}, \quad (10)$$

где параметр  $\beta$  определяет высоту лунки между двумя сферическими частями структуры арахиса, которую обычно называют «высотой шейки». Параметр  $\alpha$  представляет собой параметр геометрической формы, который определяет размер МКТ.  $z_0$  - параметр асимметрии структуры, а параметр  $a$  - полудлина связанных КТ в направлении  $z$ .



**Рисунок 4.** Схематическое представление формы связанных КТ в конфигурации молекулы для различных параметров

Потенциал ограничения в цилиндрической системе координат  $r, \varphi, z$  может быть математически представлен как:



$$V_{conf}(r, \varphi, z) = \begin{cases} 0, & r \leq R(z), -a \leq z \leq a \\ \infty, & r > R(z), -a < z, z > a \end{cases} \quad (11)$$

В данной задаче мы использовали метод адиабатического приближения, так как рассматриваемая структура имеет вытянутый характер. Согласно адиабатическому методу, энергия «быстрой» подсистемы (по направлениям  $x, y$ ) будет эффективным потенциалом «медленной» подсистемы. Радиальное безразмерное уравнение Шредингера для быстрой подсистемы будет иметь вид:

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + \frac{m^2}{r^2} \right\} \psi_{fast}(r) = E_{fast} \psi_{fast}(r) \quad (12)$$

Эффективная энергия для медленной подсистемы будет иметь следующий вид:

$$E_{eff}(z) = \frac{\lambda_{n_r, m}^2}{R(z)^2}, \quad (13)$$

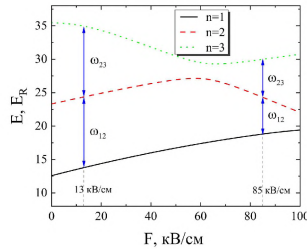
где  $\lambda_{n_r, m}^2$  это  $n_r$  - нуль функции Бесселя  $J_m$ .

Для «медленной» подсистемы будем иметь одномерное уравнение:

$$-\frac{d^2 \psi_{slow}}{dz^2} + E_{eff}(z) \psi_{slow} = E \psi_{slow}. \quad (14)$$

Численный метод, а именно метод конечных элементов<sup>30–32</sup>, использовался для нахождения собственных функций и энергетического спектра движения электрона в  $z$ -направлении.

Рисунок 5 иллюстрирует зависимость первых трех энергетических уровней электронов от электрического поля.



**Рисунок 5.** Зависимость энергии электрона от электрического поля для первых трех уровней энергий.

Как видно из рисунка 5, первый энергетический уровень монотонно возрастает с увеличением напряженности электрического поля, в то время как второй и третий энергетические уровни проявляют немонотонное поведение. Стоит отметить, что на рисунке 5 показаны конкретные значения электрического поля, при которых энергии переходов  $\omega_{12}$ ,  $\omega_{23}$  эквидистантны.

**Вторая глава** диссертационной работы включает теоретическое исследование оптических свойств цилиндрической и молекулообразной КТ. Аналитически были

получены матричные элементы для расчета нелинейных оптических свойств. Рассмотрены линейные и нелинейные оптические свойства цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера. Получены графики зависимости коэффициентов генерации второй и третьей гармоник в зависимости от электрических и магнитных полей, а также геометрии самой КТ.

**В параграфе 2.1** рассматриваются нелинейные оптические свойства цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера.

Для вычисления нелинейных оптических характеристик изучаемой КТ необходимо определить дипольные матричные элементы  $\mu_{ij}$  для недиагональных переходов ( $i \neq j$ ), а также среднее смещение электрона в процессе перехода  $\delta_{ij}$ , определяемые как<sup>33,34</sup>:

$$\mu_{ij} = \left\langle \chi(z)_i | z | \chi(z)_j \right\rangle, \quad i, j = 0, 1, 2, 3, \quad i \neq j, \quad (15)$$

$$\delta_{ij} = \left\langle \chi(z)_j | z | \chi(z)_j \right\rangle - \left\langle \chi(z)_i | z | \chi(z)_i \right\rangle, \quad i, j = 0, 1, 2, 3. \quad (16)$$

С помощью указанных матричных элементов определены коэффициенты оптического выпрямления и генерации второй гармоники, а также найдены их аналитические решения:

$$\begin{aligned} \mu_{v,v'} = \left( \frac{4}{k^2 - k'^2} \right)^2 & \left\{ \left( \lambda(k - k') + kv - k'v' \right)^2 - k' \left( \lambda(k - k') + kv - k'v' \right) \right\} J_{-v,-v'}^{2\lambda} + \\ & + \left( \frac{8}{k^2 - k'^2} \right) \left\{ (\lambda + v') J_{-v,-v'}^{2\lambda} - v' J_{-v,-v'+1}^{2\lambda} \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

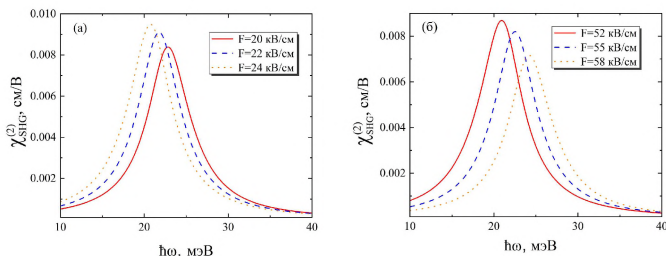
$$\delta_{v,v'} = \left| \xi_{v',\beta'} - \xi_{v,\beta} \right|, \quad (18)$$

где

$$J_{-v,-v'}^{2\lambda} = \Gamma(2\lambda) (\beta + \beta')^{-(v+v'+2\lambda)} (\beta - \beta')^v (\beta' - \beta)^{v'} {}_1F_1 \left( -v, -v', 2\lambda; -\frac{4\beta\beta'}{(\beta' - \beta)^2} \right) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \xi_{v,\beta} = \frac{\Gamma(2(\lambda+1))v!}{(2\beta)^{2(\lambda+1)} 2\lambda(2\lambda+1)\dots(2\lambda+v-1)} \times \\ \times \left\{ 1 + \sum_{s=0}^{v-1} \frac{v(v-1)\dots(v-s)(-s-3)(-s-2)\dots(-s-2)}{[(s+1)!]^2 2\lambda(2\lambda+1)\dots(2\lambda+s)} \right\} \end{aligned} \quad (20)$$

**В параграфе 2.2** рассматриваются нелинейные оптические свойства цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера при наличии внешнего электрического поля

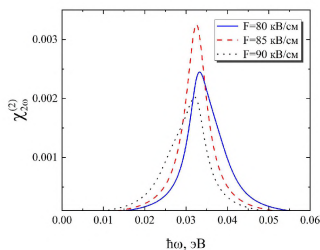


**Рисунок 6.** Зависимость коэффициента ГВГ от энергии падающего фотона для резонансных значений электрического поля.

В соответствии с условием двойного резонанса на рисунке 6а и 6б показана зависимость коэффициента ГВГ от энергии падающего фотона. Межуровневое расстояние  $\hbar\omega_{31} = \hbar\omega_{32} + \hbar\omega_{21}$  вокруг точки  $F = 22$  кВ/см уменьшается с ростом электрического поля, поэтому в этом случае будет иметь место красное смещение, как это показано на рисунке 6а. Вокруг точки  $55$  кВ/см возникает обратная картина. Пики поглощения вокруг точки  $55$  кВ/см и более высоких значений электрического поля, как показано на рисунке 6б, претерпевают синее смещение.

**В параграфе 2.3** рассматриваются линейные оптические свойства цилиндрической КТ с ограничивающим потенциалом Кратцера при наличии внешних электрического и магнитного полей

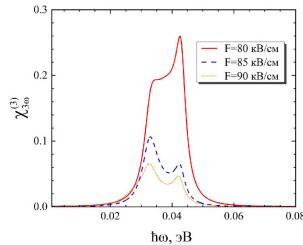
**В параграфе 2.4** рассматриваются нелинейные оптические свойства молекулообразных КТ при отсутствии и наличии электрического поля.



**Рисунок 7.** Зависимость коэффициента ГВГ от энергии падающего фотона.

На рисунке 7 представлена зависимость коэффициента чувствительности ГВГ от энергии падающего фотона для трех случаев напряженности электрического поля  $F = 80$  кВ/см,  $85$  кВ/см и  $90$  кВ/см показывает, что система имеет наибольшую чувствительность к изменениям энергии фотона при  $85$  кВ/см с наибольшей высотой пика. Система становится менее чувствительной при уменьшении ( $F = 80$  кВ/см) или

увеличении ( $F = 90 \text{ кВ/см}$ ) напряженности поля. Во всех трех случаях наблюдаются резонансные пики около  $0,035 \text{ эВ}$ .

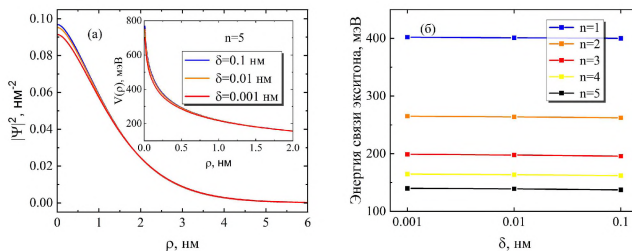


**Рисунок 8.** Зависимость коэффициента ГТГ от энергии падающего фотона.

Зависимость коэффициента ГТГ от энергии падающего фотона представлена на рисунке 8 для трех случаев напряженности электрического поля  $F = 80 \text{ кВ/см}$ ,  $85 \text{ кВ/см}$  и  $90 \text{ кВ/см}$ . Увеличение напряженности электрического поля приводит к снижению высоты пиков, что указывает на более слабое резонансное усиление.

**Третья глава** диссертационной работы посвящена изучению дипольных экситонов в гибридных перовскитах при наличии внешнего электрического поля. Получены зависимости энергий  $1s$ - и  $2s$ -состояний экситонов и энергии связи в зависимости от количества слоев. Выявлена зависимость экситон-экситонного обменного взаимодействия и прямого экситон-экситонного взаимодействия от переданного импульса при различных значениях электрического поля и количество неорганических слоев. На основе отдельных видов взаимодействий рассчитано полное экситон-экситонное взаимодействие и показано существование точки минимума от переданного импульса.

**В параграфе 3.1** рассматриваются экситонные состояния в Раддлесден-Поппер перовскитных пленках с различным числом слоев



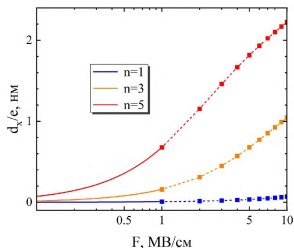
**Рисунок 9.** а) Волновая функция плоского экситона при различных значениях  $\delta$  для структуры с  $n = 5$  слоями. На вставке показаны соответствующие формы потенциала кулоновского взаимодействия.

(б) Зависимость энергии связи от  $\delta$  для различного числа слоев.

Рисунок 9а иллюстрирует реальную пространственную волновую функцию экситона при различных значениях параметра  $\delta$ . На рисунке 9б показаны

соответствующие энергии связи экситонов в зависимости от  $\delta$ , изменяющегося в широком диапазоне. На обеих панелях отчетливо видно слабую зависимость свойств экситонов от значения  $\delta$ .

**В параграфе 3.2** рассматриваются Дипольный момент и энергия связи экситона в Раддлесден-Поппер перовскитных пленках с различным числом слоев



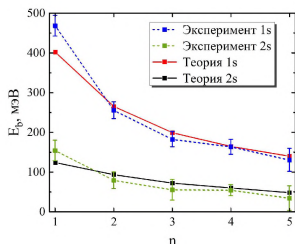
**Рисунок 10.** Зависимость дипольного момента экситона от напряженности электрического поля при различных значениях  $n$ .

Встроенный дипольный момент вдоль направления  $z$ , вычисляемый как:

$$d_x = e \int z \left( |\psi^e(z)|^2 - |\psi^h(z)|^2 \right) dz. \quad (21)$$

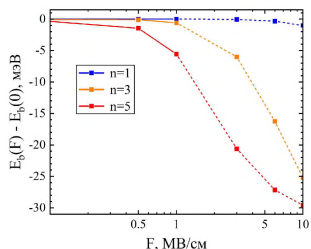
Зависимость дипольного момента экситона от электрического поля показана на рисунке 10. Очевидно, что для случая монослоя ( $n=1$ ) из-за сильного ограничения в направлении  $z$  влияние электрического поля пренебрежимо мало. Для более широких квантовых ям на пределе реальных значений поля  $F = 1 \text{ МВ/см}$  наблюдается значительное разделение зарядов около  $0.7 \text{ нм}$ , что соответствует дипольному моменту около  $35 \text{ Д}$  (Дебай).

Энергия связи экситона в отсутствие электрического поля представлена на рисунке 11, демонстрируя хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными<sup>35</sup>. Здесь мы рассматриваем только  $S$  состояния ( $m=0$ ).



**Рисунок 11.** Энергия  $1s$ - и  $2s$ - состояний экситонов в зависимости от количества слоев. Штриховые кривые соответствуют экспериментальным данным<sup>35</sup>.

Индукционное электрическим полем уменьшение энергии связи экситона показано на рисунке 12. Отметим, что значительный эффект проявляется только при большом числе слоев, необходимом для эффективного разделения зарядов под действием поля.



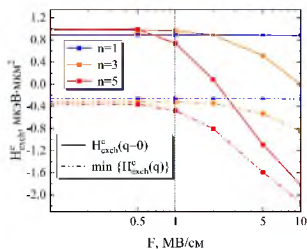
**Рисунок 12.** Уменьшение энергии связи экситона в зависимости от электрического поля для разного числа слоев.

Для узкой ямы энергия связи демонстрирует лишь незначительное изменение из-за плотного удержания электрона и дырки.

**В параграфе 3.3** рассматриваются Экситон-экситонное взаимодействие в Раддлесден-Поппер перовскитных пленках с различным числом слоев

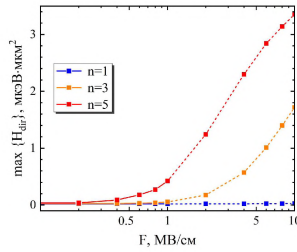
Амплитуда рассеяния представляет собой сумму четырех типов взаимодействия, а именно прямого взаимодействия и экситонного, электронного и дырочного обменов:

$$H(\Delta Q, q) = H_{dir}(q) + H_{exch}^V(\Delta Q, q) + H_{exch}^e(\Delta Q, q) + H_{exch}^h(\Delta Q, q) \quad (22)$$



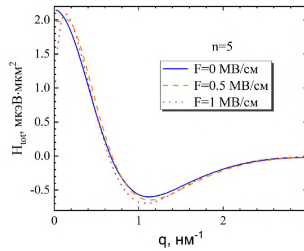
**Рисунок 13.** Зависимость обменного взаимодействия от электрического поля для разного количества слоев.

На рисунке 13 представлена зависимость обменного взаимодействия от электрического поля, которая четко указывает на доминирование тенденции притяжения при больших значениях электрического поля, находящиеся за пределами экспериментальной достижимости ( $F > 1 \text{ MV/cm}$ ). Сплошные кривые соответствуют  $q=0$ , штриховые —  $q$ , при котором матричный элемент рассеяния достигает своего минимума. Заметим, что значение матричного элемента рассеяния при  $q=0$  в принципе может менять знак, как это видно из сплошной красной кривой, соответствующей  $n=5$ .



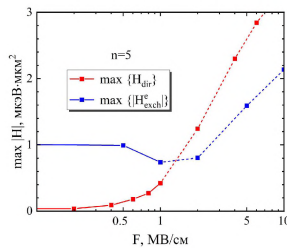
**Рисунок 13.** Зависимость максимума прямого взаимодействия от электрического поля для разного количества слоев.

Рисунок 13 иллюстрирует зависимость прямого взаимодействия от внешнего электрического поля для различного количества неорганических слоев. Выравнивание наклона усиления взаимодействия при больших электрических полях около  $F \sim 10 \text{ МВ} / \text{см}$  объясняется насыщением дипольного импульса экситона из-за удержания в направлении  $z$ .



**Рисунок 14.** Зависимость полного экситон-экситонного взаимодействия от переданного импульса.

Рисунок 14 иллюстрирует зависимость полного взаимодействия от переданного импульса для широкого слоя перовскита с  $n=5$  в присутствии электрического поля.



**Рисунок 15.** Соответствующая зависимость максимумов прямого и обменного взаимодействий от электрического поля.

Соответствующие зависимости максимумов обменного и прямого взаимодействий от напряженности электрического поля показаны на рисунке 15,

демонстрируя переход от режима с преобладанием обменного к режиму с преобладанием прямого взаимодействия с увеличением электрического поля.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении представим основные результаты диссертационной работы, выражающие актуальность темы, научную новизну, а также практическую значимость.

1. Рассмотрена цилиндрическая квантовая точка с ограничивающим потенциалом Кратцера в присутствии аксиального электростатического поля. Показано, что существуют определенные диапазоны значений электрического поля, при которых выполняется условие двойного резонанса. Исследованы кривые коэффициентов оптического выпрямления и генерации второй гармоники от энергии падающего света. Было продемонстрировано, что условие двойного резонанса выполняется в районе значений электрического поля  $22 \text{ кВ/см}$  и  $55 \text{ кВ/см}$ .
2. Пик коэффициента генерации второй гармоники смещается в область более высоких энергий с ростом электрического поля около значений  $22 \text{ кВ/см}$ , с другой стороны, наблюдается красное смещение около значений  $55 \text{ кВ/см}$ . Показано, что пики кривой оптического выпрямления проявляют немонотонное поведение с увеличением электрического поля, что связано с зависимостью соответствующих дипольных матричных элементов от электрического поля. Также было показано, что зависимость пика интенсивности коэффициента оптического выпрямления имеет резкий провал при значении электрического поля  $38 \text{ кВ/см}$ . Отметим, что специфика потенциала Кратцера приводит к появлению эффекта исчезновения коэффициента оптического выпрямления в узком диапазоне значений электрического поля.
3. Были рассмотрены линейные и нелинейные оптические свойства цилиндрической КТ с потенциалом Кратцера при наличии и отсутствии внешних электрического и магнитного полей. Получены аналитические выражения для матричных элементов внутризонных переходов. Найдены значения геометрических параметров рассматриваемой структуры, при которых выполняются условия двойного резонанса. Продемонстрирован немонотонный характер поведения высот пиков коэффициента оптического выпрямления в зависимости от ширины и глубины потенциальной ямы в аксиальном направлении. Получены зависимости коэффициента поглощения от энергии падающего света при различных значениях внешнего электрического и магнитного полей.
4. Рассмотрены нелинейные оптические свойства молекулообразного КТ в конфигурации «арахиса» при наличии внешнего электрического поля, и показана, что существуют определенные значения электрического поля, при которых



энергии перехода эквидистантны. Коэффициент оптического выпрямления для данной структуры увеличивался с увеличением напряженности внешнего электрического поля, в то время как положение пика смещалось в область более низкой энергии из-за уменьшения энергетической щели между основным состоянием и первым возбужденным состоянием. Кроме того, зависимость максимального значения коэффициента оптического выпрямления в условиях резонанса имела немонотонный характер с двумя четко выраженными пиками, причем доминирующий пик располагался при приближительной напряженности электрического поля около 105 кВ/см.

5. Исследовано экситон-экситонное взаимодействие в тонких гибридных органо-неорганических пленках перовскита. Экситонное состояние описывается в рамках модели квантовой ямы конечного размера, где эффекты самоиндуцированной поляризации полностью учитываются как в потенциале внешнего ограничения, так и в кулоновском взаимодействии электрона и дырки. Поперечное электрическое поле приводит к пространственному разделению электронов и дырок. Показано, что в достаточно широких неорганических слоях это приводит к появлению экситонов, обладающих встроенным дипольным моментом. Наличие дипольного момента существенно усиливает прямое взаимодействие между экситонами, которое может стать доминирующим при достаточно больших значениях внешнего электрического поля. Предсказанное усиление дальнедействующей нелинейности может сыграть существенную роль в возникновении квантовых коллективных фаз в рассматриваемой системе.

### **СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Schroder, D. K. *Semiconductor Material and Device Characterization*. (Wiley, 2005). doi:10.1002/0471749095
2. Rockett, A. *The Materials Science of Semiconductors*. (Springer US, 2008). doi:10.1007/978-0-387-68650-9
3. Böer, K. W. & Pohl, U. W. *Semiconductor Physics*. (Springer International Publishing, 2023). doi:10.1007/978-3-031-18286-0
4. Vurgaftman, I., Meyer, J. R. & Ram-Mohan, L. R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *J. Appl. Phys.* **89**, 5815–5875 (2001).
5. Sumanth Kumar, D., Jai Kumar, B. & Mahesh, H. M. Quantum Nanostructures (QDs): An Overview. in *Synthesis of Inorganic Nanomaterials* 59–88 (Elsevier, 2018). doi:10.1016/B978-0-08-101975-7.00003-8
6. Aspnes, D. E. & Studna, A. A. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV. *Phys. Rev. B* **27**, 985–1009 (1983).
7. Bietti, S. *et al.* High quality GaAs quantum nanostructures grown by droplet epitaxy on Ge and Ge-on-Si substrates. *Phys. status solidi c* **9**, 202–205 (2012).
8. García de Arquer, F. P. *et al.* Semiconductor quantum dots: Technological progress and future challenges. *Science (80- )*. **373**, (2021).
9. Pchelyakov, O. P. *et al.* Silicon-germanium nanostructures with quantum dots: Formation mechanisms and electrical properties. *Semiconductors* **34**, 1229–1247 (2000).

10. Larsson, M., Elfving, A., Ni, W.-X., Hansson, G. V. & Holtz, P. O. Growth-temperature-dependent band alignment in SiGe quantum dots from photoluminescence spectroscopy. *Phys. Rev. B* **73**, 195319 (2006).
11. Litvin, A. P. *et al.* Colloidal quantum dots for optoelectronics. *J. Mater. Chem. A* **5**, 13252–13275 (2017).
12. Bimberg, D. Quantum dots for lasers, amplifiers and computing. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 2055–2058 (2005).
13. Bimberg, D. & Ledentsov, N. Quantum dots: lasers and amplifiers. *J. Phys. Condens. Matter* **15**, R1063–R1076 (2003).
14. Kelleher, B., Bonatto, C., Huyet, G. & Hegarty, S. P. Excitability in optically injected semiconductor lasers: Contrasting quantum-well- and quantum-dot-based devices. *Phys. Rev. E* **83**, 026207 (2011).
15. Gies, C., Wiersig, J., Lorke, M. & Jahnke, F. Semiconductor model for quantum-dot-based microcavity lasers. *Phys. Rev. A* **75**, 013803 (2007).
16. Loss, D. & DiVincenzo, D. P. Quantum computation with quantum dots. *Phys. Rev. A* **57**, 120–126 (1998).
17. Kloeffel, C. & Loss, D. Prospects for Spin-Based Quantum Computing in Quantum Dots. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **4**, 51–81 (2013).
18. Kim, A., Dash, J. K., Kumar, P. & Patel, R. Carbon-Based Quantum Dots for Photovoltaic Devices: A Review. *ACS Appl. Electron. Mater.* **4**, 27–58 (2022).
19. Kovalenko, M. V. Opportunities and challenges for quantum dot photovoltaics. *Nat. Nanotechnol.* **10**, 994–997 (2015).
20. Duan, L. *et al.* Quantum Dots for Photovoltaics: A Tale of Two Materials. *Adv. Energy Mater.* **11**, 2100354 (2021).
21. Ding, R. *et al.* Recent advances in quantum dots-based biosensors for antibiotics detection. *J. Pharm. Anal.* **12**, 355–364 (2022).
22. Yue, Z. *et al.* Quantum-Dot-Based Photoelectrochemical Sensors for Chemical and Biological Detection. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **5**, 2800–2814 (2013).
23. MILLER, D. A. B. QUANTUM WELL OPTOELECTRONIC SWITCHING DEVICES. *Int. J. High Speed Electron. Syst.* **01**, 19–46 (1990).
24. Lu, L., Xie, W. & Hassanabadi, H. Laser field effect on the nonlinear optical properties of donor impurities in quantum dots with Gaussian potential. *Phys. B Condens. Matter* **406**, 4129–4134 (2011).
25. Chen, J. *et al.* Perovskite quantum dot lasers. *InfoMat* **2**, 170–183 (2020).
26. Smith, I. C., Hoke, E. T., Solis-Ibarra, D., McGehee, M. D. & Karunadasa, H. I. A Layered Hybrid Perovskite Solar-Cell Absorber with Enhanced Moisture Stability. *Angew. Chemie Int. Ed.* **53**, 11232–11235 (2014).
27. Yuan, M. *et al.* Perovskite energy funnels for efficient light-emitting diodes. *Nat. Nanotechnol.* **11**, 872–877 (2016).
28. Tsai, H. *et al.* High-efficiency two-dimensional Ruddlesden–Popper perovskite solar cells. *Nature* **536**, 312–316 (2016).
29. Cao, D. H. *et al.* Thin Films and Solar Cells Based on Semiconducting Two-Dimensional Ruddlesden–Popper  $(\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3\text{NH}_3)_2(\text{CH}_3\text{NH}_3)_{n-1}\text{Sn}_n\text{I}_{3n+1}$  Perovskites. *ACS Energy Lett.* **2**, 982–990 (2017).
30. Mantashian, G. A., Mantashyan, P. A. & Hayrapetyan, D. B. Modeling of Quantum Dots with the Finite Element Method. *Computation* **11**, 5 (2023).
31. Zienkiewicz, O. C., Taylor, R. L. & Zhu, J. Z. *The finite element method: its basis and fundamentals.* (Elsevier, 2005).

32. Reddy, J. N. *Introduction to the finite element method*. (McGraw-Hill Education, 2019).
33. Rosencher, E. & Bois, P. Model system for optical nonlinearities: Asymmetric quantum wells. *Phys. Rev. B* **44**, 11315–11327 (1991).
34. Xie, W. The nonlinear optical rectification coefficient of quantum dots and rings with a repulsive scattering center. *J. Lumin.* **143**, 27–30 (2013).
35. Blancon, J.-C. *et al.* Scaling law for excitons in 2D perovskite quantum wells. *Nat. Commun.* **9**, 2254 (2018).

### **СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

1. Baghdasaryan, D. A., **Hakobvan, E. S.**, Hayrapetyan, D. B., Sarkisyan, H. A., & Kazaryan, E. M. (2019). Nonlinear optical properties of cylindrical quantum dot with Kratzer confining potential. *Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, 54(1), 46-56.
2. **Hakobvan, E. S.** (2019). Nonlinear optical properties of cylindrical quantum dot with Kratzer confining potential in the presence of axial homogeneous electric field. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. **1326**, No. 1, p. 012008). IOP Publishing.
3. **Акопян, Э. С.** "Влияние электрического поля на электронные состояния в вертикально связанных цилиндрических квантовых точках." (2020): 85-90. (Вестник, РАУ)
4. Baghdasaryan, D. A., **Hakobvan, E. S.**, Hayrapetyan, D. B., Iorsh, I. V., Shelykh, I. A., & Shahnazaryan, V. (2022). Tunable strongly interacting dipolar excitons in hybrid perovskites. *Physical Review Materials*, 6(3), 034003.
5. Kharatyan, G. T., & **Hakobvan, E. S.** (2023, June). Intraband absorption of GaAs cylindrical quantum dot with Kratzer confinement potential in the presence of external electric and magnetic fields. In *Proceedings of the Quantum Optics and Photon Counting 2023* (Vol. 12570, pp. 117-125). SPIE.
6. **E.S. Hakobvan.** D.A. Baghdasaryan, E.M. Kazaryan, P.A. Mantashyan and D.B. Hayrapetyan. (2023). Nonlinear Optical Properties of Coupled Quantum Dots in Peanut Configuration. *Philosophical Magazine*, pp. 1-16.

## Ամփոփում

Ամփոփելով՝ կարելի է առանձնացնել այս ատենախոսության հետևյալ հիմնական արդյունքները, որոնք արտացոլում են թեմայի արդիականությունը, գիտական նորությունը, ինչպես նաև գործնական նշանակությունը.

1. Դիտարկվել է Կրստցերի սահմանափակող պոտենցիալով գլանաձև քվանտային կետ առանցքային էլեկտրաստատիկ դաշտի առկայության դեպքում: Ցույց է տրվել, որ կան էլեկտրական դաշտի արժեքների որոշակի միջակայքեր, որոնց դեպքում բավարարվում է կրկնակի ռեզոնանսային պայմանը: Ուսումնասիրվել են օպտիկական ուղղման և երկրորդ հարմոնիկի առաջացման գործակիցների կորերը՝ կախված ընկնող լույսի էներգիայից: Ցույց է տրվել, որ կրկնակի ռեզոնանսային պայմանը տեղի ունի էլեկտրական դաշտի 22 կՎ/սմ և 55 կՎ/սմ արժեքների համար:
2. Երկրորդ հարմոնիկի առաջացման գործակցի կորի գագաթնակետը էլեկտրական դաշտի աճին գույրնթաց տեղափոխվում է ավելի բարձր էներգիաների շրջան 22 կՎ/սմ արժեքի շուրջ, մյուս կողմից՝ կարմիր տեղաշարժ է նկատվում 55 կՎ/սմ արժեքի շուրջ: Ցույց է տրվել, որ օպտիկական ուղղման կորի գագաթները դրսևորում են ոչ մոնոտոն վարքագիծ էլեկտրական դաշտի աճին գույրնթաց, ինչը կապված է համապատասխան դիպոլային մատրիցայի տարրերի՝ էլեկտրական դաշտից կախվածության հետ: Ցույց է տրվել նաև, որ օպտիկական ուղղման գործակցի գագաթնակետային ինտենսիվության կախվածությունը 38 կՎ/սմ էլեկտրական դաշտի արժեքի շուրջ կարող անկում ունի: Նշենք, որ Կրստցերի պոտենցիալի առանձնահատկությունը հանգեցնում է օպտիկական ուղղման գործակցի անհետացմանը էլեկտրական դաշտի արժեքների նեղ միջակայքում:
3. Կրստցերի պոտենցիալով գլանաձև ԶԿ-ի գծային և ոչ գծային օպտիկական հատկությունները դիտարկվել են արտաքին էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի առկայության և բացակայության դեպքում: Մտացել են ներգոտիական անցումների մատրիցական տարրերի վերլուծական արտահայտությունները: Գտնվել են դիտարկվող կառուցվածքի երկրաչափական պարամետրերի արժեքները, որոնց համար կրկնակի ռեզոնանսի պայմանները բավարարված են: Ցույց է տրվել օպտիկական ուղղման գործակցի գագաթնակետային բարձրությունների ոչ մոնոտոն վարքագիծը՝ կախված առանցքային ուղղությամբ պոտենցիալ հորի լայնությունից և խորությունից: Մտացվել է կլանման գործակցի կախվածությունը ընկնող լույսի էներգիայից արտաքին էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի տարբեր արժեքների համար:
4. Դիտարկվել են «գետնանուշ» կոնֆիգուրացիայով մոլեկուլային ԶԿ-ի ոչ գծային օպտիկական հատկությունները արտաքին էլեկտրական դաշտի առկայությամբ: Ցույց է տրվել, որ կան էլեկտրական դաշտի որոշակի արժեքներ, որոնց համար անցումային էներգիաները հավասարահետ են: Տվյալ կառուցվածքի համար օպտիկական ուղղման գործակիցը մեծանում է արտաքին էլեկտրական դաշտի մեծության աճով, մինչդեռ գագաթնակետի դիրքը տեղափոխվում է ավելի ցածր

էներգիայով տիրույթ՝ հիմնական վիճակի և առաջին գրգռված վիճակի միջև էներգիայի տարբերության նվազման պատճառով: Բացի այդ, ռեզոնանսային պայմաններում օպտիկական ուղղման գործակցի առավելագույն արժեքի կախվածությունը ոչ մոնոտոն է՝ երկու հստակ սահմանված գագաթներով, ընդ որում գերիշխող գագաթը ստացվում է մոտ 105 կՎ/սմ էլեկտրական դաշտի արժեքի համար:

5. Ուսումնասիրվել է էքսիտոն-էքսիտոնային փոխազդեցությունը բարակ հիբրիդ օրգանական-անօրգանական պերովսկիտային թաղանթներում: Էքսիտոնի վիճակը նկարագրված է վերջավոր չափի քվանտային փոսի մոդելի շրջանակում, որտեղ ինքնամակադմող բևեռացման ազդեցությունները հաշվի են ածվում ինչպես արտաքին սահմանափակող պոտենցիալում, այնպես էլ էլեկտրոնի և խոռոչի կոլոնյան փոխազդեցության համար: Լայնակի էլեկտրական դաշտը հանգեցնում է էլեկտրոնների և խոռոչների տարածական բաժանմանը: Ցույց է տրվել, որ բավական լայն անօրգանական շերտերում դա հանգեցնում է ներկառուցված դիպոլային մոմենտով էքսիտոնների առաջացմանը: Դիպոլային մոմենտի առկայությունը զգալիորեն մեծացնում է էքսիտոնների միջև ուղիղ փոխազդեցությունը, որը կարող է գերիշխող դառնալ արտաքին էլեկտրական դաշտի բավական մեծ արժեքների դեպքում: Երկար հեռահարության ոչ գծայնության կանխատեսված ուժեղացումը կարող է էական դեր խաղալ դիտարկվող համակարգում քվանտային կոլեկտիվ փուլերի առաջացման գործում:

## CONCLUSION

In conclusion, we will present the main results of the dissertation work, expressing the relevance of the topic, scientific novelty, as well as practical significance.

1. A cylindrical quantum dot with a confining Kratzer potential in the presence of an axial electrostatic field is considered. It is shown that there are certain ranges of electric field values at which the double resonance condition is satisfied. The curves of the coefficients of optical rectification and second harmonic generation versus the energy of incident light have been studied. It was demonstrated that the double resonance condition is satisfied in the region of electric field values of 22 kV/cm and 55 kV/cm.
2. The peak of the second harmonic generation coefficient shifts to the region of higher energies with increasing electric field around 22 kV/cm; on the other hand, a red shift is observed around 55 kV/cm. It is shown that the peaks of the optical rectification curve exhibit non-monotonic behavior with increasing electric field, which is associated with the dependence of the corresponding dipole matrix elements on the electric field. It was also shown that the dependence of the peak intensity of the optical rectification coefficient has a sharp dip at an electric field value of 38 kV/cm. Note that the

specificity of the Kratzer potential leads to the appearance of the disappearance of the optical rectification coefficient in a narrow range of electric field values.

3. The linear and nonlinear optical properties of a cylindrical QD with a Kratzer potential were considered in the presence and absence of external electric and magnetic fields. Analytical expressions for the matrix elements of intraband transitions are obtained. The values of the geometric parameters of the structure under consideration are found for which the conditions of double resonance are satisfied. The behavior of the peak heights of the optical rectification coefficient is demonstrated to be nonmonotonic depending on the width and depth of the potential well in the axial direction. The dependences of the absorption coefficient on the energy of incident light were obtained for various values of external electric and magnetic fields.
4. The nonlinear optical properties of a molecular QD in the “peanut” configuration in the presence of an external electric field are considered, and it is shown that there are certain electric field values at which the transition energies are equidistant. The optical rectification factor for a given structure increased with increasing external electric field strength, while the peak position shifted to a lower energy region due to a decrease in the energy gap between the ground state and the first excited state. In addition, the dependence of the maximum value of the optical rectification coefficient under resonance conditions was non-monotonic with two clearly defined peaks, with the dominant peak located at an approximate electric field strength of about 105 kV/cm.
5. Exciton-exciton interaction in thin hybrid organic-inorganic perovskite films has been studied. The exciton state is described in terms of a finite-size quantum well model, where the effects of self-induced polarization are fully taken into account both in the external confinement potential and in the Coulomb interaction of the electron and hole. A transverse electric field leads to spatial separation of electrons and holes. It has been shown that in sufficiently wide inorganic layers this leads to the appearance of excitons with a built-in dipole moment. The presence of a dipole moment significantly enhances the direct interaction between excitons, which can become dominant at sufficiently large values of the external electric field. The predicted enhancement of long-range nonlinearity can play a significant role in the emergence of quantum collective phases in the system under consideration.