

**БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ»**

На правах рукописи
УДК 537.9:535.14

ЕРЧАК
Евгений Дмитриевич

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАБИ-ВОЛН В
НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
НАНОСТРУКТУРАХ**

01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук

Минск 2014

Работа выполнена в Научно-исследовательском учреждении «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета.

Научный руководитель: **Слепян Григорий Яковлевич**
доктор физико-математических наук, профессор
Факультета инженерных наук Тель-Авивского
Университета

Официальные оппоненты: **Могилевцев Дмитрий Сергеевич**
доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник Института физики им.
Б.И.Степанова НАН Беларуси

Леонов Александр Владимирович
кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры теоретической физики и астрофизики
физического факультета Белгосуниверситета

Оппонирующая организация: Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

Защита состоится 18 апреля 2014 года в 14-30 на заседании совета по защите диссертаций Д.01.05.02 в Институте физики им. Б. И. Степанова Национальной Академии Наук Беларуси по адресу: 220072, Республика Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 68; тел. 284-04-41, тел. Ученого секретаря 284-15-596 e-mail: vyblyi@dragon.bas-net.by).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Автореферат разослан “_____” _____ 2014 г.

Ученый секретарь совета
по защите диссертаций,
кандидат физико-математических наук,

Ю.П. Выблый

ВВЕДЕНИЕ

Физика наноструктур на данный момент является одной из наиболее активно развивающихся областей теоретической и прикладной науки. Интерес к наноструктурам вызван не только миниатюризацией различных устройств электроники, оптики и др., но и рядом совершенно новых квантовых явлений, наблюдающихся в наноструктурах и отсутствующих в макроскопических объектах. В частности, высокий интерес исследователей к процессам взаимодействия оптического излучения с наноструктурами привел к возникновению новой области науки на стыке оптики, физики твердого тела, химии и материаловедения – нанооптики. Одним из наиболее актуальных и интересных как с теоретической, так и с практической точки зрения типов наноструктур являются квантовые точки. В них возникает ряд фундаментальных явлений, таких как экситонный эффект Штарка, антигруппировка фотонов, осцилляции Раби и др. В настоящее время ведется разработка ряда устройств на квантовых точках, как на отдельных, так и на их ансамблях.

Осцилляции Раби – одно из фундаментальных квантовомеханических явлений, наблюдающееся в ряде двухуровневых систем, в том числе в квантовых точках, – представляют собой периодическое изменение населенности уровней системы под действием внешнего поля. Период осцилляций пропорционален интенсивности поля, что позволяет управлять процессами перехода между уровнями, то есть, фактически, реализовывать элементарные однокубитные операции. В ансамблях, содержащих множество двухуровневых систем, явления, вызванные взаимодействием с внешним полем, как правило, протекают не независимо для каждой системы. Наличие взаимодействия между элементами ансамбля, прямого или косвенного – через поле излучения, – приводит к качественно новым, кооперативным физическим эффектам, таким, например, как сверхизлучение Дикке. Существует ряд работ, посвященных изучению осцилляций Раби в системах из нескольких взаимодействующих квантовых точек, однако все авторы рассматривают исключительно временную динамику системы «ансамбль двухуровневых осцилляторов + внешнее поле» и пренебрегают пространственной динамикой и эффектами, обусловленными пространственной протяженностью системы. Между тем, в пространственно-распределенных системах эти эффекты могут быть очень существенны.

Данная диссертация посвящена изучению пространственно-временной динамики электрон-дырочной пары в одномерной периодической цепочке туннельно-связанных двухуровневых квантовых точек, взаимодействующей с электромагнитным полем в режиме сильной связи. В работе показывается, что учет пространственной протяженности системы принципиально изменя-

ет вид квантовооптических явлений в ней, в частности вид эффекта Раби, приводя к возникновению нового физического явления – пространственного распространения раби-осцилляций или раби-волн.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Связь работы с крупными научными программами, темами.

Исследования, результаты которых вошли в диссертацию, проводились в Научно-исследовательском учреждении «Институт ядерных проблем» Белорусского Государственного Университета в рамках следующих НИР: «Физические основы квантовой оптики наноструктурированных систем» (ном. гос. рег. 20062611, сроки выполнения 2006 – 2010, ГКПНИ «Фотоника», задание 1.21), «Разработка новых технологий и устройств, основанных на квантовых свойствах одиночных объектов атомно-молекулярного уровня, для применения в системах передачи и обработки информации следующего поколения, в биологии и медицине, для создания сверхчувствительных датчиков» (ном. гос. рег. 20112079, сроки выполнения 2011 – 2015, ГПНИ «Конвергенция», подпрограмма «Современное естествознание и технологии будущего», задание 3.1.02.1), «Оптические свойства метаматериалов на основе квантовых точек» (ном. гос. рег. 20091341, сроки выполнения 2009 – 2011, договор ФФИ РБ Ф09МС-009), «Квантовая оптика асимметричных наноструктур» (ном. гос. рег. 20101694, сроки выполнения 2009 – 2011, договор ФФИ РБ Ф10Р-002). Тема диссертации соответствует пункту 6.7 «научные основы создания и функционирования оптико-электронных микросистем, устройств молекулярной электроники и кремниевой фотоники, электронных и оптических систем обработки информации на спиновых эффектах; нанотехнологии, наноструктуры и наноматериалы в электронике, оптике, оптоэлектронике» перечня приоритетных направлений научных исследований Республики Беларусь на 2011 - 2015 годы, утвержденного постановлении Совета Министров Республики Беларусь от 19 апреля 2010 г. номер 585 (с изменения и дополнениями от 12 августа 2010 г., постановление Совета Министров Республики Беларусь номер 1196).

Цель и задачи исследования.

Целью диссертационной работы является построение теоретической модели, описывающей взаимодействие одномерной периодической цепочки туннельно-связанных полупроводниковых квантовых точек с электромагнитным полем (классическим и квантовым) в режиме сильной связи, выявление особенностей эффекта Раби в указанной системе и изучение возможностей его применения для создания новых типов наноэлектронных и нанофотонных устройств, в частности, наноантенн.

Для реализации поставленной цели решались следующие основные задачи:

1) Получить уравнения движения, описывающие эволюцию одночастичного состояния электрон-дырочной пары в одномерной периодической цепочке туннельно-связанных полупроводниковых квантовых точек, облучаемой электромагнитным полем.

2) Разработать численные и аналитические методы решения данных уравнений и применить их для исследования особенностей эффекта Раби в указанной системе.

3) Обобщить полученную теорию на случай смешанных состояний: получить уравнения движения для матрицы плотности и найти их аналитическое решение.

4) Разработать концепцию квантовой наноантенны на основе эффекта Раби, вычислить ее основные характеристики.

Объект и предмет исследования.

Объектом исследования является периодическая цепочка туннельно-связанных полупроводниковых квантовых точек. Предметом исследования выступает эффект Раби в указанной цепочке. Актуальность предмета исследования объясняется важностью (фундаментальной и прикладной) описания пространственно-временной динамики ансамбля двухуровневых систем, взаимодействующих между собой и с электромагнитным полем. Проведенное в диссертации исследование позволило теоретически предсказать существование нового физического явления – пространственного распространения раби-осцилляций в виде невзаимных волн квантовых переходов (раби-волн), – и предложить его практическое применение для возбуждения наноантенн терагерцового и оптического диапазонов с электрически управляемыми характеристиками.

Положения, выносимые на защиту.

1. Уравнения динамики волновой функции чистого состояния электрон-дырочной пары в одномерной периодической цепочке туннельно-связанных двухуровневых квантовых точек, взаимодействующей с квантовым электромагнитным полем в режиме сильной связи, и их общее аналитическое решение, позволяющее вычислить наблюдаемые характеристики цепочки, такие, как инверсность, электрон-электронные и электрон-фотонные корреляции 2-го порядка.

2. Эффект пространственного распространения раби-осцилляций в одномерной периодической цепочке туннельно-связанных квантовых точек в виде невзаимных волн квантовых переходов (раби-волн), который может быть использован для создания новых типов нанофотонных устройств, в частности,

квантовых наноантенн.

3. Уравнения динамики матрицы плотности смешанного состояния электрон-дырочной пары в одномерной периодической цепочке туннельно-связанных двухуровневых квантовых точек, взаимодействующей с классическим электромагнитным полем в режиме сильной связи, и их общее решение, позволяющее вычислить наблюдаемый электрический ток и порождаемое им излучение.

4. Структура частотного спектра электрического тока, наведенного раби-волной, в виде трех компонент – высокочастотной (вблизи частоты квантового перехода), низкочастотной (вблизи раби-частоты) и постоянной, что позволяет практически использовать раби-волны для выпрямления света и возбуждения наноантенн терагерцового и оптического диапазонов с электрически управляемыми характеристиками.

Личный вклад соискателя. Исследования по тематике диссертации проводились в соавторстве с научным руководителем, профессором Факультета инженерных наук Тель-Авивского Университета (до октября 2012 года главным научным сотрудником лаборатории электродинамики неоднородных сред НИИ ЯП БГУ), д.ф.-м.н. Г.Я. Слепяном и директором НИИ ЯП БГУ д.ф.-м.н. С.А. Максименко. Постановка задачи осуществлялась д.ф.-м.н. Г.Я. Слепяном и д.ф.-м.н. С.А. Максименко. Работа проводилась под общим руководством д.ф.-м.н. Г.Я. Слепяна. Физическая интерпретация и достоверность предсказанных эффектов обсуждались совместно с доктором А. Хоффманном (Берлинский технический университет, Берлин, Германия) и профессором Ф. Бассом (Университет им. Бар-Илана, Рамат-Ган, Израиль). Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены непосредственно соискателем. Автор выражает признательность научному руководителю, д.ф.-м.н. Г.Я. Слепяну, д.ф.-м.н. С.А. Максименко за помощь в работе над диссертацией.

Апробация результатов диссертации.

Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях:

64-я научная конференция студентов и аспирантов БГУ, Минск, Беларусь. 15-18 мая 2007 г.

Международная научная конференция молодых ученых «Молодежь в науке-2007», Минск, Беларусь. 23-26 октября 2007 г.

65-я научная конференция студентов и аспирантов БГУ, Минск, Беларусь. 13-16 мая 2008 г.

Конференция молодых ученых и специалистов «Современные проблемы

физики»-2008, Минск, Беларусь. 10-12 июня 2008 г.

VII Международная научная конференция «Лазерная физика и оптические технологии», Минск, Беларусь. 17-19 июня 2008 г.

Международная конференция «XVI Annual Seminar Nonlinear Phenomena In Complex Systems, Fractals, Chaos, Phase Transitions, Self-organization», Минск, Беларусь. 19-22 мая 2009 г.

Международная конференция «Nanomeeting-2009. Physics, Chemistry and application of nanostructures». Минск, Беларусь. 26-29 мая 2009 г.

Международная конференция «ICQOQI-2010, XIII International Conference on. Quantum Optics and Quantum Information», Киев, Украина. 28 мая-1 июня 2010 г.

Международная школа-конференция молодых ученых и специалистов «Современные проблемы физики»-2010, Минск, Беларусь. 9-11 июня 2010 г.

Международная конференция «Interdisciplinary Research and Future Technologies», Минск, Беларусь. 16-18 мая 2011 г.

Международная конференция «Nanomeeting-2011. Physics, Chemistry and application of nanostructures». Минск, Беларусь. 24-27 мая 2011 г.

Международная конференция «TaCoNa-photonics 2011». Бад Хонейф, Германия. 26-28 октября 2011 г.

Международная конференция «Fundamental and Applied NanoElectroMagnetics (FANEM)», Минск, Беларусь. 22-25 мая 2012 г.

Международная конференция «International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA'13)», Турин, Италия. 9-13 сентября 2013 г.

Опубликованность результатов диссертации. По теме диссертационной работы опубликовано 14 работ, в числе которых 5 статей в научных журналах и 9 статей в сборниках трудов конференций. Объем публикаций, соответствующих пункту 18 Положения о присуждении научных степеней и присвоении ученых званий в Республике Беларусь составляет 8,6 авторских листа. Объем других публикаций составляет 3,2 авторских листа

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, общей характеристики работы, трех глав, заключения, списка использованных источников, который включает 155 наименований (141 использованный источник и 14 публикаций соискателя) и приложения. Полный объем диссертации составляет 112 страниц; работа содержит 21 рисунок на 15 страницах, 1 таблицу на 1 странице и 1 приложение на 2 страницах.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Глава 1 посвящена обзору литературы по теме диссертации. Обсуждается одна из важнейших в квантовой механике теоретических моделей – модель двухуровневой системы, – ее область применения, преимущества и недостатки. Дается краткое изложение теории взаимодействия двухуровневых систем с электромагнитным излучением. В частности, подробно излагается теория взаимодействия одиночной двухуровневой системы («двухуровневого атома») с классическим и квантовым электромагнитными полями, описываются осцилляции Раби в указанной системе, приводится их механистическая трактовка (оптические уравнения Блоха) и описываются характерные для взаимодействия с квантовым полем явления коллапса и возрождения осцилляций Раби. Проводится обзор теоретических моделей, описывающих взаимодействие с электромагнитным полем ансамблей двухуровневых систем, как невзаимодействующих друг с другом напрямую (модель Дикке), так и учитывающих взаимодействие между отдельными двухуровневыми системами (модель Дикке-Изинга). Указывается, что актуальным является изучение пространственно-временной динамики системы «ансамбль двухуровневых осцилляторов + внешнее поле» и изучение эффектов, обусловленных пространственной протяженностью системы. В первой главе также описываются оптические свойства квантовых точек (КТ) и различные области их практического применения (как отдельных КТ, так и их ансамблей), в частности, лазеры различных типов, солнечные элементы, оптические усилители, светодиоды, устройства хранения информации, логические элементы для квантовых вычислений и др. Сделан обзор литературы, посвященной осцилляциям Раби в КТ, их экспериментальной реализации и практическим применениям.

Во **второй главе** изучается динамика чистого одночастичного состояния в периодической цепочке идентичных туннельно-связанных КТ, взаимодействующих с электромагнитным полем в режиме сильной связи. В **разделе 2.1** сформулирована теоретическая модель, описывающая указанную систему. Записан модельный гамильтониан периодической цепочки КТ, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем, с учетом электронного туннелирования между соседними точками. Он имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_d + \hat{H}_f + \hat{H}_{df} + \hat{H}_T, \quad (1)$$

где $\hat{H}_d = (\hbar\omega_0/2) \sum_p \hat{\sigma}_{zp}$ – гамильтониан цепочки КТ в отсутствии туннелирования и взаимодействия КТ с полем, $\hat{\sigma}_{zp} = |a_p\rangle \langle a_p| - |b_p\rangle \langle b_p|$, $\hat{H}_f = \hbar\omega \hat{a}^+ \hat{a}$ есть гамильтониан свободного электромагнитного поля. Слагаемое

$$\hat{H}_{df} = \hbar g \sum_p (\hat{\sigma}_p^+ \hat{a} e^{ikpa} + \hat{\sigma}_p^- \hat{a}^+ e^{-ikpa}) \quad (2)$$

описывает взаимодействие КТ с полем, где $g = -\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\mathcal{E}}/\hbar$ – константа взаимодействия, $\boldsymbol{\mu}$ – дипольный момент перехода между уровнями в КТ. Операторы $\hat{\sigma}_p^+ = |a_p\rangle\langle b_p|$ и $\hat{\sigma}_p^- = |b_p\rangle\langle a_p|$ являются операторами перехода из основного состояния в возбужденное и обратно для p -й КТ. Слагаемое

$$\hat{H}_T = -\hbar\xi_1 \sum_p (|a_p\rangle\langle a_{p+1}| + |a_p\rangle\langle a_{p-1}|) - \hbar\xi_2 \sum_p (|b_p\rangle\langle b_{p+1}| + |b_p\rangle\langle b_{p-1}|) \quad (3)$$

учитывает межточечное взаимодействие, обусловленное электронным туннелированием, $\xi_{1,2}$ представляют собой частоты электронного туннелирования для возбужденного (ξ_1) и основного (ξ_2) состояний КТ.

Вектор состояния системы «цепочка КТ+квантовый свет» записывается в базисе собственных состояний изолированных КТ в следующем виде:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n \sum_p (A_{p,n}(t) |a_p, n\rangle + B_{p,n}(t) |b_p, n\rangle). \quad (4)$$

Здесь $|b_p, n\rangle = |b_p\rangle \otimes |n\rangle$, $|a_p, n\rangle = |a_p\rangle \otimes |n\rangle$, где $|n\rangle$ – фоковские состояния электромагнитного поля с n фотонами, $B_{p,n}$, $A_{p,n}$ – амплитуды вероятности.

Из уравнения Шредингера получаем следующую систему дифференциально-разностных уравнений для амплитуд вероятности

$$\partial_t \Psi_{p,n} = \left[-\frac{i\omega_0}{2} \hat{\sigma}_z - ig\sqrt{n+1} \hat{\kappa}_p(t) \right] \Psi_{p,n} + i\hat{\xi} (\Psi_{p-1,n} + \Psi_{p+1,n}), \quad (5)$$

где $\Psi_{p,n}(t) = \begin{bmatrix} A_{p,n}(t) \\ B_{p,n+1}(t) \end{bmatrix}$, $\hat{I}$ обозначает единичный оператор, $\hat{\kappa}_p(t) = \hat{\sigma}_x \exp[i(\omega t - kpa)\hat{\sigma}_z]$, $\hat{\xi} = [(\xi_1 + \xi_2)\hat{I} + (\xi_1 - \xi_2)\hat{\sigma}_z]/2$. После перехода к непрерывному пределу по формулам $pa \rightarrow x$, $\Psi_{p,n} \rightarrow \Psi_n(x)$, $\Psi_{p-1,n} + \Psi_{p+1,n} - 2\Psi_{p,n} \rightarrow a^2 \partial_x^2 \Psi_n$, $\hat{\kappa}_p \rightarrow \hat{\kappa}(x)$ получаем уравнения динамики в виде системы дифференциальных уравнений в частных производных с переменными коэффициентами

$$\partial_t \Psi_n = \left[2i\hat{\xi} - \frac{i\omega_0}{2} \hat{\sigma}_z - ig\sqrt{n+1} \hat{\kappa}(\omega t - kx) \right] \Psi_n + ia^2 \hat{\xi} \partial_x^2 \Psi_n. \quad (6)$$

Также в данном разделе приводятся взятые из литературы значения (теоретические и экспериментальные) физических и геометрических параметров рассматриваемой системы и демонстрируется, что рассматриваемая модель с туннельным взаимодействием как основным фактором межточечной связи применима для цепочек КТ с малым межточечным расстоянием (10 – 20 нм). Для реализации режима сильной связи должно выполняться условие $2g \gg \tau^{-1}$, где τ есть время релаксации, а для одновременного проявления эффектов межточечного туннелирования и раби-осцилляций необходимо,

чтобы $2g \sim \xi_1$. Показано, что оба этих условия экспериментально достижимы.

В разделе 2.2 рассматривается элементарное решение системы (6) в форме плоской волны: $A_n = u_n e^{i(h+k/2)x} e^{-i(\nu+\omega/2)t}$, $B_{n+1} = v_{n+1} e^{i(h-k/2)x} e^{-i(\nu-\omega/2)t}$, где h – волновое число, ν – собственная частота. Данное решение, несмотря на его простоту, позволяет сделать ряд важных выводов. В первую очередь сам вид решения свидетельствует о том, что учет пространственной распределенности исследуемой системы приводит к качественному изменению характера решения: оно имеет волновой характер, т.е. *можно говорить не о раби-осцилляциях, а о раби-волнах*. Далее, показывается, что система имеет две собственные моды для каждого значения фотонного числа n , а именно

$$|\Psi_{i,n}(t)\rangle = \sum_p (A_{i,n}(pa, t) |a_p, n\rangle + B_{i,n}(pa, t) |b_p, n+1\rangle), \quad (7)$$

где $i = 1, 2$ есть номер моды, а коэффициенты $A_{i,n}(x, t)$, $B_{i,n}(x, t)$ задаются равенствами

$$A_{1,n}(x, t) = \frac{C_1(n, h) g \sqrt{n+1} e^{i(h+k/2)x} e^{-i(\nu_1(n, h) + \omega/2)t}}{\nu_1(n, h) - \Delta/2 + \vartheta_1(h)},$$

$$B_{1,n+1}(x, t) = C_1(n, h) e^{i(h-k/2)x} e^{-i(\nu_1(n, h) - \omega/2)t} \quad (8)$$

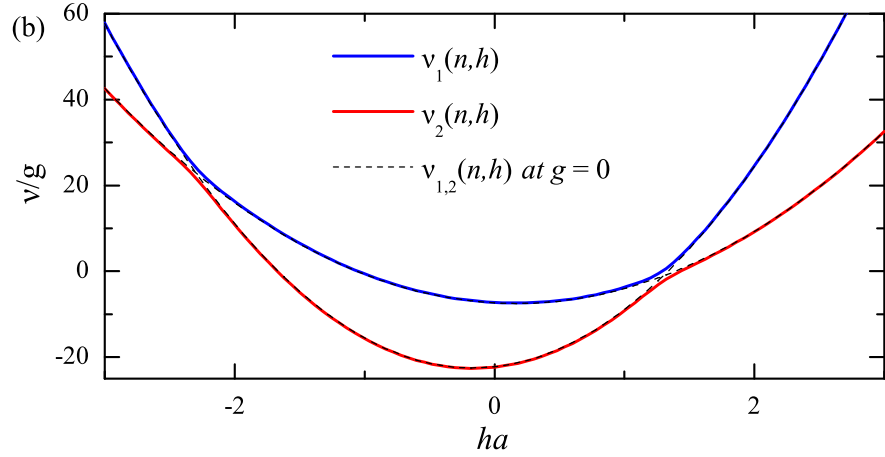
и $A_{2,n}(x, t)$, $B_{2,n+1}(x, t)$ имеют аналогичный вид. Здесь $C_{1,2}(n, h)$ – нормировочные константы, собственные частоты системы даются выражением

$$\nu_{1,2}(n, h) = -\frac{1}{2} \left[\vartheta_1(h) + \vartheta_2(h) \mp \frac{\Omega_n(h)}{2} \right], \quad (9)$$

$\Omega_n(h) = \sqrt{\Delta_{eff}^2 + 4g^2(n+1)}$, $\Delta_{eff}(h) = \Delta - \vartheta_1(h) + \vartheta_2(h)$, $\Delta = \omega_0 - \omega$ – отстройка внешнего поля, $\vartheta_{1,2}(h) = \xi_{1,2}[2 - a^2(h \pm k/2)^2]$.

Выражение (9) есть закон дисперсии, позволяющий построить дисперсионные кривые раби-волн (Рис. 1). Из их формы следует, в частности, что распространение волны в направлениях $+z$ и $-z$ происходит неодинаково, т.е. нарушается условие взаимности: $\nu_{1,2}(n, h) \neq \nu_{1,2}(n, -h)$. Это связано с наличием выделенного направления, задаваемого направлением распространения электромагнитной волны вдоль цепочки КТ (т.е. знаком волнового числа k).

Можно подобрать параметры системы таким образом, система будет иметь одностороннюю прозрачность (раби-волны могут распространяться только в одном направлении), вызванную невзаимностью цепочки. Каждая из собственных мод включают в себя бегущие волны с *различными* волно-



$$\xi_1 = 10g, \xi_2 = 5g, \Delta = -5g, ka = 0.33;$$

Рисунок 1 – Дисперсионные кривые раби-волн

выми числами $h \pm k/2$. С физической точки зрения это означает, что раби-волна распространяется в эффективной среде, формируемой электромагнитным полем. Следовательно, становятся возможными отражения раби-волн и их взаимные трансформации на неоднородностях среды, что обеспечивает возможность контроля за процессами отражения и передачи раби-волн путем изменения пространственной структуры поля.

В разделе 2.3 получено общее аналитическое решение уравнений динамики (6). Оно имеет вид

$$\Psi_n(x, t) = e^{i\hat{\sigma}_z(kx - \omega t)/2} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\rho}_n(h, t) \tilde{\Phi}_n(h, 0) e^{i\{hx + [\vartheta_1(h) + \vartheta_2(h)]t/2\}} dh. \quad (10)$$

Здесь

$$\tilde{\Phi}_n(h, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(h + \hat{\sigma}_z k/2)x} \Psi_n(x, 0) dx, \quad (11)$$

$\hat{\rho}_n(h, t) = e^{i[\vartheta_1(h) + \vartheta_2(h)]t} e^{i\hat{\sigma}_z \Delta t} e^{i[\mathbf{m} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \Omega_n(h)]t}$, $\varphi_n^\pm(h, t) = \cos[\Omega_n(h)t]/2 \pm i[\Delta_{eff}(h)/\Omega_n(h)] \sin[\Omega_n(h)t/2]$, $\psi_n(h, t) = -i[2g\sqrt{n+1}/\Omega_n(h)] \sin[\Omega_n(h)t/2]$, $\delta_\pm(h) = \frac{1}{2}[\vartheta_1(h) + \vartheta_2(h) \pm \Delta]$, $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$, $\mathbf{m}$ – единичный вектор вида $(-2g\sqrt{n+1}/\Omega_n, 0, \Delta_{eff}/\Omega_n)$. Для анализа решения используется бездисперсионное приближение: пространственно-локализованное начальное состояние (в форме гауссова пучка) рассматривается как целое, без учета расплывания пучка. Показывается, что в общем случае любая амплитуда вероятности

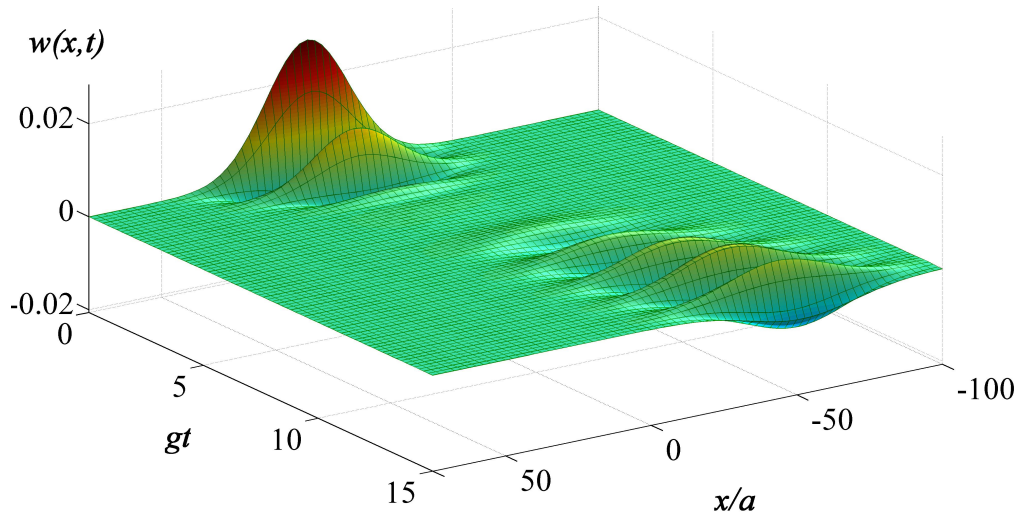
представляет собой *суперпозицию четырех субпакетов*:

$$A_n(x, t) = e^{i(kx - \omega t)/2} \left\{ \left[A_n(x + v_2^+ t, 0) \zeta_2^+ e^{i\theta_2^+ t} + A_n(x + v_2^- t, 0) \zeta_2^- e^{i\theta_2^- t} \right] e^{-ikx/2} + \left[B_{n+1}(x + v_1^+ t, 0) \eta_1^- e^{i\theta_1^+ t} + B_{n+1}(x + v_1^- t, 0) \eta_1^+ e^{i\theta_1^- t} \right] e^{ikx/2} \right\}, \quad (12)$$

где скорости $v_{1,2}^\pm$ определяются как $v_1^\pm = -\xi_1 a^2 k [\Omega_n(k/2) \mp \Delta_{eff}(k/2)] / \Omega_n(k/2)$, $v_2^\pm = \xi_2 a^2 k [\Omega_n(-k/2) \pm \Delta_{eff}(-k/2)] / \Omega_n(-k/2)$, а сдвиги частот и амплитудные коэффициенты даются выражениями $\theta_{1,2}^\pm = [\vartheta_1(h_{1,2}^{(0)}) + \vartheta_1(h_{1,2}^{(0)}) + \Omega_n(h_{1,2}^{(0)})] / 2 - v^\pm(h_{1,2}^{(0)})$, $\zeta_{1,2}^\pm = [\Omega_n(h_{1,2}^{(0)}) \pm \Delta_{eff}(h_{1,2}^{(0)})] / [2\Omega_n(h_{1,2}^{(0)})]$, $\eta_{1,2}^\pm = \pm g \sqrt{n+1} / \Omega_n(h_{1,2}^{(0)})$. Два субпакета соответствуют возбужденному начальному состоянию, а два других – основному начальному состоянию. Скорости движения и фазы субпакетов в общем случае различны. Важным моментом является тот факт, что скорости субпакетов пропорциональны компоненте волнового вектора внешнего поля вдоль цепочки k и при нормальном падении электромагнитной волны на цепочку ($k = 0$) равны нулю, т.е. волновое движение отсутствует. При специальном подборе условий число субпакетов может уменьшаться, либо вследствие зануления амплитуды одного из пакетов (в случае, если в начальный момент времени система находилась или в основном, или в возбужденном состоянии, но не в их суперпозиции), либо из-за совпадения скоростей субпакетов. Если выполняются оба условия, то число субпакетов может быть уменьшено до одного.

Для более детального анализа динамики раби-волновых пакетов проведено численное вычисление интеграла (10). Пространственно-временная динамика плотности инверсности $w(x, t) = a \sum_n [|A_n(x, t)|^2 - |B_{n+1}(x, t)|^2]$ в цепочке, взаимодействующей с когерентным квантовым светом для случая возбужденного начального состояний с пространственным распределением в форме одиночного гауссова пучка представлена на Рис.2. Как видно из рисунка, исходный гауссов пакет осциллирует во времени и движется вдоль цепочки (т.е. *имеет место распространение осцилляций Раби в пространстве в виде раби-волновых пакетов*). Осцилляции достаточно быстро спадают до нуля, однако спустя некоторое время они снова возникают в *другой области пространства*. Таким образом, имеет место качественно новый эффект – разнесение коллапса и последующего возрождения в пространстве.

Раздел 2.4 посвящен рассмотрению полуклассического предела – случая, когда электромагнитное поле находится в когерентном состоянии с большим числом фотонов. В этом случае можно пренебречь квантовой природой света и рассматривать электромагнитное поле как классическое. Показано, что в этом случае имеет место специфический механизм затухания осцилляций,



$$A_n(x, 0) = c(n) \exp(-x^2/2\sigma^2)/\sqrt[4]{\pi\sigma^2}, \quad B_{n+1}(x, 0) = 0, \quad \xi_1 = 10g, \quad \xi_2 = 7g, \\ \Delta = 2(\xi_1 - \xi_2) + \xi_2 a^2 k^2, \quad ka = 0.5, \quad \sigma = 20a, \quad \langle n \rangle = 4, \quad \lambda = 0.05g.$$

Рисунок 2 – Пространственно-временная динамика плотности инверсности в цепочке КТ для одиночного гауссова пакета

обусловленный движением раби-волн в пространстве. Скорость затухания пропорциональна частотам электронного туннелирования и волновому числу k .

В разделе 2.5 кратко рассмотрены отражения раби-волн и их взаимные трансформации на неоднородностях электромагнитного поля. Вычислению экситон-экситонных и экситон-фотонных многовременных корреляционных функций посвящен раздел 2.6.

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в [1, 2, 3, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12].

Третья глава посвящена описанию динамики смешанного состояния в цепочке туннельно-связанных КТ, взаимодействующей с классическим внешним полем и применению раби-волн для создания электрически управляемых наноантенн.

В разделе 3.1 построена модель цепочки туннельно-связанных КТ, взаимодействующей с классическим внешним полем в режиме сильной связи. Гамильтониан указанной системы имеет вид $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_T$, где слагаемое

$$\hat{H}_0 = \frac{\hbar\omega_0}{2} \sum_p \hat{\sigma}_{zp} - \frac{\hbar}{2} \sum_p [\Omega_{Rp} \hat{\sigma}_p^\dagger e^{ikpa} e^{-i\omega t} + \text{H.c.}] \quad (13)$$

описывает систему в отсутствии туннелирования. Здесь $\Omega_{Rp} = -\mu \mathbf{E}_0(pa)/\hbar$ – раби-частота p -й КТ. Слагаемое $\hat{H}_T$ учитывает межточечное туннелирование

и как и в случае чистых состояний дается формулой (3). Динамика цепочки описывается оператором плотности $\hat{\rho}_{tot}$, который может быть разделен на блоки 2×2 :

$$\hat{\rho}_{pq} = \begin{pmatrix} \rho_{pq}^{aa} & \rho_{pq}^{ab} \\ \rho_{pq}^{ba} & \rho_{pq}^{bb} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Эволюция системы описывается уравнением Лиувилля, которые приводят к управляющим уравнениям (master equation) следующего вида:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{eff}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{ \hat{\Gamma}, \hat{\rho} \}. \quad (15)$$

Здесь эффективный гамильтониан дается выражением

$$\hat{H}_{eff} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\tilde{\Delta} & -\tilde{\Omega}_R \\ -\tilde{\Omega}_R & \tilde{\Delta} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где

$$\tilde{\Delta} = \Delta + (\xi_2 - \xi_1) \frac{a^2}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial x'^2} \right) - i(\xi_2 + \xi_1) \frac{ka^2}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x'} \right),$$

$\tilde{\Omega}_R = [\Omega_R(x) + \Omega_R(x')]/2$. Эффективный диссипативный оператор имеет вид

$$\hat{\Gamma} = -i \begin{pmatrix} \hat{\Gamma}_{bb} & \Delta\Omega \\ \Delta\Omega & \hat{\Gamma}_{aa} \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $\Delta\Omega = [\Omega_R(x') - \Omega_R(x)]/2$,

$$\hat{\Gamma}_{bb} = \xi_2 a^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial x'^2} \right) - i\xi_2 a^2 k \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x'} \right), \quad (18)$$

$$\hat{\Gamma}_{aa} = \xi_1 a^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial x'^2} \right) + i\xi_1 a^2 k \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x'} \right), \quad (19)$$

Уравнение движения (15) может быть представлено в супероператорной Линдбладовой форме $\partial \hat{\rho} / \partial t = L \hat{\rho}$. Отметим, что эффективный диссипативный оператор $\hat{\Gamma}$ является следствием диффузии экситона из КТ, выражается через пространственные дифференциальные операторы (18) и (19) и не связан с реальной диссипацией.

Пространственно-временная динамика раби-осцилляций в цепочке характеризуется с помощью плотности тока $J(x)$. Ее можно разделить на поляризационную J_{pol} и туннельную J_{tun} части:

$$J(x) = J_{pol}(x) + J_{tun}(x). \quad (20)$$

Компоненты тока $J_{pol}(x)$, $J_{tun}(x)$ связаны с матрицей плотности $\hat{\rho}$ следующим образом

$$J_{tun}(x) = ia^2 \lim_{x \rightarrow x'} [\xi_1 \partial_x \rho_{aa}(x, x', t) + \xi_2 \partial_x \rho_{bb}(x, x', t)] + c.c., \quad (21)$$

$$J_{pol}(x) = -\frac{i\omega}{V} [(\mathbf{e}_x \boldsymbol{\mu}) \rho_{ba}(x, x, t) e^{i(kx - \omega t)} - c.c.], \quad (22)$$

где e и m есть заряд и масса свободного электрона, а V – объем КТ. Каждая из двух компонент тока соответствует своему собственному типу движения носителей заряда. Туннельный ток (21) соответствует межузоровому дрейфу частиц вдоль цепочки. Он включает вклады от частиц в основном ($\sim \xi_2$) и возбужденном ($\sim \xi_1$) состояниях. Поляризационный ток (22) соответствует квантовым переходам частиц между основным и возбужденным состояниями, вызванными облучающим полем.

В разделе 3.2 получено общее решение уравнения (15) с начальными условиями $\hat{\rho}(\mathbf{r}, t)|_{t=0} = \hat{\rho}(\mathbf{r}, 0)$. Оно имеет вид

$$\hat{\rho}(\mathbf{r}, t) = -2i \sum_{i=1}^4 \sum_{\mathbf{k}_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Tr}(\hat{f}_{\mathbf{k}_0} \hat{\tau}_{i\mathbf{k}_0}^\dagger) \hat{\tau}_{i\mathbf{k}_0} \varphi_{\mathbf{k}_0}(\mathbf{r})}{\nu - \nu_i(\mathbf{k}_0)} e^{-i\nu t} d\nu + \Delta \hat{\rho}(\mathbf{r}, t). \quad (23)$$

В этом выражении $\mathbf{k}_0$ есть волновой вектор, соответствующий условию $h = -\kappa$,

$$\Delta \hat{\rho}(\mathbf{r}, t) = 4\pi \sum_{i=1}^4 \sum_{\mathbf{k}} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Tr}(\hat{f}_{\mathbf{k}} \hat{\tau}_{i\mathbf{k}}^\dagger) \left[\hat{\tau}_{i\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) e^{-i\nu_i(\mathbf{k})t} + \hat{\tau}_{i\mathbf{k}}^\dagger \varphi_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{R}) e^{i\nu_i(\mathbf{k})t} \right] \quad (24)$$

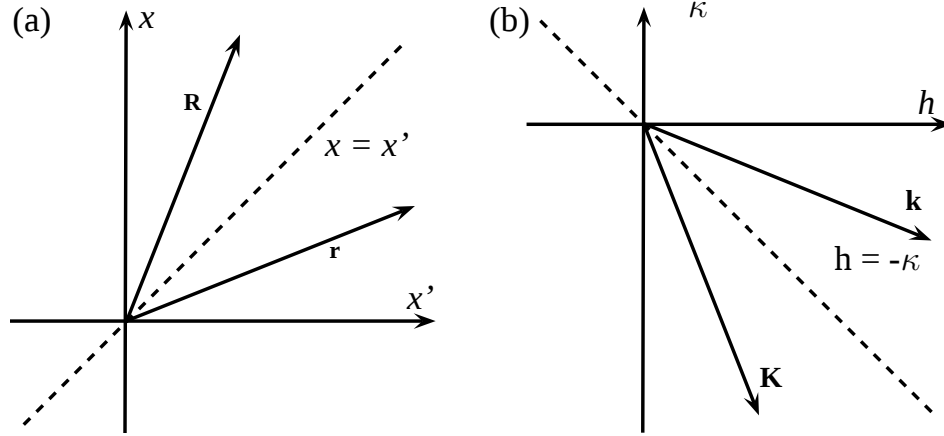
и $\mathbf{R}$ показан на Рис. 3. Общее решение позволяет вычислить наводимый в цепочке раби-волнами электрический ток. Мы ограничимся вычислением туннельного тока (21) $J_{tun} = J^{(0)} + J^{(\Omega)}$, где

$$J^{(0)} = -2a^2 \int_{-\infty}^{\infty} \text{Tr}(\hat{f}_h \hat{\tau}_{2h}^+) \frac{\xi_2(\Omega - \Delta_4) - \xi_1(\Omega + \Delta_4)}{\Delta_4} h dh, \quad (25)$$

и

$$J^{(\Omega)}(t) = a^2(\xi_2 - \xi_1) \int_{-\infty}^{\infty} \left[\text{Tr}(\hat{F}_h \hat{\tau}_{1h}) e^{i\Omega t} + \text{Tr}(\hat{F}_h \hat{\tau}_{1h}^+) e^{-i\Omega t} \right] h dh. \quad (26)$$

Туннельный ток J_{tun} имеет как постоянную, так и переменную компоненты, даваемые выражениями (25) и (26), соответственно. Предсказание существования переменной составляющей (26) туннельного тока, обусловленной пространственным распространением осцилляций Раби есть основной результат



а) геометрическое пространство, $\mathbf{r} = \mathbf{e}x + \mathbf{e}'x'$, $\mathbf{R} = \mathbf{e}'x + \mathbf{e}x'$; б) фазовое пространство, $\mathbf{k} = \mathbf{e}h - \mathbf{e}'\kappa$, $\mathbf{k}' = -\mathbf{e}'h + \mathbf{e}\kappa$

Рисунок 3 – Координатная система, используемая при рассмотрении раби-волн

данной главы. Как было показано ранее, осцилляции Раби распространяется в пространстве только тогда, когда электромагнитная волна распространяется вдоль цепочки. Если электромагнитная волна отсутствует ($k \rightarrow 0$), то $J^{(\Omega)}(t) \rightarrow 0$ при любом виде начального состояния $\hat{\rho}(x, 0)$. Для возбуждения туннельного переменного тока туннельные частоты $\xi_{1,2}$ должны быть различными, в противном случае слагаемые, соответствующие основному и возбужденному состояниям будут компенсировать друг друга полностью.

В заключительном **разделе 3.3** рассматриваются возможности создания наноантенн на основе раби-волн. Предложена модель рамочной наноантенны терагерцового диапазона на основе тороидальной цепочки КТ, облучаемой модой шепчущей галереи в цилиндрическом микрорезонаторе. Показано, что излучаемый такой антенной сигнал имеет вид амплитудно-модулированных колебаний с несущей частотой $\Omega_{cr} = \sqrt{\Omega_R^2 + \left[\Delta + \frac{k^2 a^2 (\xi_2 + \xi_1)^2}{4(\xi_2 - \xi_1)} \right]^2}$ и амплитудной модуляцией $u(x) = \int_0^\infty P(\nu + \Omega_{cr})(\nu + \Omega_{cr})^2 \exp(i\nu x) d\nu$. Ключевой особенностью раби-волновой антенны является зависимость несущей частоты от интенсивности внешнего электромагнитного поля. Диаграмма направленности антенны при малом эффективном радиусе ($\Omega_{cr} R_0 / c$), где R_0 радиус тороида, совпадает с диаграммой магнитного диполя $U(\Theta) \sim \sin^2 \Theta$. С ростом эффективного радиуса вклад магнитных мультиполей высших порядков становится существенным и диаграмма направленности усложняется: $U(\Theta) \sim J_1^2(\Omega_{cr} R_0 \sin \Theta / c)$, где J_1 – функция Бесселя. Отметим, что в этом случае $U(\Theta)$ зависит от несущей частоты и, следовательно, от интенсивности внешнего электромагнитного поля. Кроме того, от нее зависит эффективный

радиус. Такая особенность открывает новые возможности для электрического контроля за диаграммой направленности наноантенны. Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в [4, 5, 13, 14].

В **приложении А** приводится вывод оператора эволюции, используемого при расчете корреляторов в разделе 2.6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные научные результаты диссертации

В данной диссертации построена теория взаимодействия одномерной периодической цепочки туннельно-связанных полупроводниковых КТ с классическим и квантовым электромагнитным полем в режиме сильной связи. Теория представляет собой синтез модели Джейнса-Каммингса с феноменологическим описанием туннельных переходов при помощи частот туннелирования в дискретной цепочке. На заключительном этапе выполнен переход к континуальному пределу, в результате чего получена система связанных уравнений Шредингера для огибающих амплитуд в случае чистых состояний. В случае смешанных состояний получен непрерывный аналог системы Флоке-Блоха. Теория приложена к исследованию раби-осцилляций для одночастичных чистых и смешанных состояний, движущихся вдоль цепочки посредством туннельных переходов. При этом показано, что:

- I В цепочке КТ с туннельным взаимодействием между соседними КТ в режиме сильного взаимодействия с электромагнитным полем, имеет место новое физическое явление – распространение осцилляций Раби в пространстве (раби-волны). Для распространения раби-волн волновой вектор внешнего поля должен иметь отличную от нуля компоненту вдоль цепочки, что приводит к обязательной невзаимности их распространения. Распространение раби-волн возможно в форме плоских волн и волновых пакетов, групповая скорость которых пропорциональна частотам туннелирования на соответствующих энергетических уровнях и аксиальной компоненте волнового вектора [1, 2, 3, 6, 10, 8, 7, 11].
- II Раби-волны переносят вдоль цепочки энергию, инверсность, электрон-электронные и электрон-фотонные корреляции. Их распространение происходит в периодически неоднородной и невзаимной эффективной среде. Величина и период показателя преломления этой среды задаются соответственно величиной и аксиальной компонентой волнового вектора внешнего поля. Распространение раби-волн вдоль цепочки сопровождается трансформацией квантовой статистики света. В случае когерентного начального состояния внешнего поля известное явление коллапса и последующего возрождения раби-осцилляций качественно

изменяется: коллапс и соответствующее ему возрождение оказываются разнесенными в пространстве [2, 3, 11].

- III Частотный спектр тока, наводимого в цепочке раби-волной, состоит из трех компонент: постоянного тока, низкочастотного тока и высокочастотного тока. Для цепочек КТ из реальных материалов низкочастотная компонента лежит в терагерцовом диапазоне. Постоянный и низкочастотный токи обусловлены электронным туннелированием. Высокочастотная составляющая тока лежит в оптическом диапазоне в окрестности частоты межуровневого перехода в КТ. Она характеризуется непрерывным частотным спектром, чем отличается от стандартного триплета Моллоу в одиночных КТ [13, 4, 5, 14].
- IV Предложена концепция практического использования раби-волн для возбуждения наноантенн терагерцового и оптического диапазонов с электрически управляемыми спектральными и излучательными характеристиками. Рассчитана диаграмма направленности и другие характеристики петлевой раби-волновой наноантенны на основе кольца туннельно-связанных КТ и показано, что ее антенными характеристиками можно управлять путем изменения интенсивности и фазовой скорости возбуждающего электромагнитного поля [13, 4, 5, 14].

Рекомендации по практическому использованию результатов

Полученные в настоящей работе результаты могут найти практическое применение при решении разнообразных научных и инженерных задач, для создания различных приборов и устройств. Так, одномерные цепочки туннельно-связанных квантовых точек могут быть использованы в качестве наноантенн терагерцового и оптического диапазонов. Электрическая управляемость раби-волн открывает уникальную возможность перестройки рабочей частоты наноантенны и частотной модуляции излучения путем изменения интенсивности управляющего электромагнитного поля. Сильная частотная дисперсия и невзаимность раби-волн позволяет рекомендовать их в качестве эффективного средства диагностики и спектроскопии метаматериалов на основе полупроводниковых квантовых точек. Наводимый раби-волнами в цепочке квантовых точек постоянный туннельный ток позволяет использовать цепочку как устройство для детектирования и выпрямления света. Последнее представляет интерес с точки зрения создания солнечных батарей нового типа, перспективных для применений в солнечной энергетике. Цепочки квантовых точек с распространяющимися раби-волнами можно рассматривать как системы связанных кубитов. Это позволяет рекомендовать их для кодирования и передачи информации, а также проведения квантовых вычислений.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ АВТОРОМ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в научных журналах:

1. Wave propagation of Rabi oscillations in one-dimensional quantum dot chain / G. Slepyan, Y. Yerchak, S. Maksimenko, A. Hoffmann // *Physics Letters A*. — 2009. — Vol. 373, № 15. — P. 1374–1378.
2. Strong electron-photon coupling in a one-dimensional quantum dot chain: Rabi waves and rabi wave packets / G. Y. Slepyan, Y. D. Yerchak, A. Hoffmann, F. G. Bass // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 81, № 8. — P. 085115.
3. Rabi waves and Rabi wavepackets in one-dimensional quantum dot chain: Excitation, propagation, reflection / G. Y. Slepyan, Y. D. Yerchak, S. A. Maksimenko, F. G. Bass // *Optics and Spectroscopy*. — 2011. — Vol. 111. — P. 618–625.
4. Mixed states in Rabi waves and quantum nanoantennas / G. Y. Slepyan, Y. D. Yerchak, S. A. Maksimenko, A. Hoffmann, F. G. Bass // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 85, № 24. — P. 245134.
5. Array of tunneling-coupled quantum dots as a terahertz range quantum nanoantenna / Y. D. Yerchak, G. Y. Slepyan, S. A. Maksimenko, A. Hoffmann, F. G. Bass // *J. Nanophoton.* — 2013. — Vol. 7, № 1. — P. 073085.

Материалы конференций:

6. Слепян, Г. Я. Раби-осцилляции в пространственно-распределенных наноструктурах / Слепян Г. Я., Ерчак Е. Д., Максименко С. А. // Сборник работ 64-й научной конференции студентов и аспирантов Белорусского государственного университета, 14-17 мая 2007 г. В 3 ч. Ч 1. [Электронный ресурс] / А. Г. Захаров (отв. за выпуск) ; БГУ. — 2008. — С. 9-10.
7. Слепян, Г. Я. Раби-осцилляции в пространственно-распределенных наноструктурах / Слепян Г. Я., Ерчак Е. Д. // Молодежь в науке - 2007: приложение к журналу "Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі". В 4 ч. Ч. 3. Серия физико-математических наук; серия физико-технических наук; серия химических наук / редкол.: С.В. Абламейко [и др.]. — Минск: Белорус. наука, 2008. — С. 13-16.
8. Слепян, Г. Я. Распространение Раби-волн в полупроводниковых наноструктурах / Слепян Г. Я., Ерчак Е. Д., Максименко С. А. // Лазерная физика и оптические технологии : сб. науч. тр. конф. в 3 томах, Минск, 17-19 июня 2008 г. / Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси; редкол.: Н.С. Казак [и др.]. — Минск, 2008. — С. 292-297.

9. Слепьян, Г. Я. Распространение Раби-волн в низкоразмерных полупроводниковых наноструктурах / Слепьян Г. Я., Ерчак Е. Д., Максименко С. А. // Современные проблемы физики : сб. науч. тр. конф., Минск, 10-12 июня 2008 г. / Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси; редкол.: В.В. Машко, В.З. Зубелевич. – Минск, 2008. – С. 140-145.
10. Слепьян, Г. Я. Распространение Раби-волн в низкоразмерных полупроводниковых наноструктурах / Слепьян Г. Я., Ерчак Е. Д., Максименко С. А. // Сборник работ 65-й научной конференции студентов и аспирантов Белорусского государственного университета, 13-16 мая 2008 г. В 3 ч. Ч 2. [Электронный ресурс] / А. Г. Захаров (отв. за выпуск); БГУ. – 2009. – С. 190-191.
11. Slepyan, G. Ya. Strong coupling of light with 1D quantum dot chain: from Rabi oscillations to Rabi waves / G. Ya. Slepyan, Y. D. Yerchak, A. Hoffmann // Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures: Reviews and Short Notes to Nanomeeting 2009 / eds.: V.E. Borisenko, S.V. Gaponenko and V.S.Gurin, World Scientific, 2009. – P. 120 – 123.
12. Slepyan, G. Ya. Rabi-waves in one-dimensional quantum dot chain: effect of spatially inhomogeneous exciton-photon coupling / G. Ya. Slepyan, Y. D. Yerchak // Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures: Reviews and Short Notes to Nanomeeting 2011 / eds.: V.E. Borisenko, S.V. Gaponenko, V.S.Gurin and C.H. Kam, World Scientific, 2011. – P. 43 – 46.
13. Slepyan, G. Ya. Excitation of terahertz nanoantennas by Rabi waves / G. Ya. Slepyan, Y. D. Yerchak, S. A. Maksimenko, A. Hoffmann, and F. G. Bass // Conference Proceedings: The fourth international workshop on theoretical and computational nanophotonics: TaCoNa-Photonics 2011, Bad Honnef, 26-28 October 2011 / AIP; editors: D.I. Chigrin. – Bad Honnef, Germany, 2011. – Vol. 1398. – P. 183-185.
14. Slepyan, G. Ya. Electrically tuned nanoantennas excited by Rabi-waves and Rabi wave-packets / G. Ya. Slepyan, Y. D. Yerchak, F. G. Bass // Conference Proceedings: International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications: ICEAA '13, Torino, 9-13 September 2013.

РЕЗЮМЕ

Ерчак Евгений Дмитриевич

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАБИ-ВОЛН В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Ключевые слова: осцилляции Раби, раби-волны, квантовые точки, двухуровневые системы, наноантенна, эффекты распространения.

Целью диссертационной работы является построение теоретической модели, описывающей взаимодействие одномерной периодической цепочки туннельно-связанных полупроводниковых квантовых точек с электромагнитным полем (классическим и квантовым) в режиме сильной связи, выявление особенностей эффекта Раби в указанной системе и изучение возможностей его применения для создания новых типов наноэлектронных и нанофотонных устройств, в частности, наноантенн.

Получены уравнения динамики волновой функции чистого состояния электрон-дырочной пары в одномерной периодической цепочке туннельно-связанных двухуровневых квантовых точек, которая взаимодействует с квантовым электромагнитным полем в режиме сильной связи. Найдено общее аналитическое решение указанных уравнений, позволяющее вычислить наблюдаемые характеристики цепочки – инверсность, электрон-электронные и электрон-фотонные корреляции и др.

Теоретически предсказано новое физическое явление – эффект пространственного распространения осцилляций Раби в одномерной периодической цепочке туннельно-связанных квантовых точек в виде невзаимных волн квантовых переходов (раби-волн).

Получены уравнения динамики матрицы плотности смешанного состояния электрон-дырочной пары в одномерной периодической цепочке туннельно-связанных двухуровневых квантовых точек, взаимодействующей с классическим электромагнитным полем в режиме сильной связи, и найдено их общее решение.

Установлено, что частотный спектр электрического тока, наведенного раби-волной, имеет трехкомпонентную структуру – высокочастотную компоненту вблизи частоты квантового перехода, низкочастотную вблизи раби-частоты и постоянную. Это позволяет практически использовать предсказанный в работе эффект для выпрямления света и возбуждения наноантенн терагерцового и оптического диапазонов с электрически управляемыми характеристиками.

РЭЗІЮМЭ
Ерчак Яўген Дзмітрыевіч
РАСПАЎСЮДЖВАННЕ РАБІ-ХВАЛЯЎ У
НІЗКАРАЗМЕРНЫХ ПАЎПРАВАДНІКОВЫХ
НАНАСТРУКТУРАХ

Ключавыя словы: асцыляцыі Рабі, рабі-хвалі, квантавыя кропкі, двухузроўневыя сістэмы, нанаантэна, эфекты распаўсюджвання.

Мэтай дысертацыйнай працы з’яўляецца пабудова тэарэтычнай мадэлі, якая апісвае ўзаемадзеянне аднамернага перыядычнага ланцужка тунэльна-звязаных паўправадніковых квантавых кропак з электрамагнітным полем (класічным і квантавым) у рэжыме моцнай сувязі, выяўленне асаблівасцяў эфекту Рабі ў названай сістэме і вывучэнне магчымасцяў яго прымянення для стварэння новых тыпаў наноэлектронных і нанофатонных прылад, у прыватнасці, нанаантэн.

Атрыманы ўраўненні дынамікі хвалевай функцыі чыстага стану электрон-дзіркавай пары ў аднамерным перыядычным ланцужку тунэльна-звязаных двухузроўневых квантавых кропак, якая ўзаемадзейнічае з квантавым электрамагнітным полем ў рэжыме моцнай сувязі. Знойдзена агульнае аналітычнае рашэнне азначаных раўнанняў, якое дазваляе вылічыць назіраныя характарыстыкі ланцужка – інверсію, электрон-электронныя і электрон-фатонныя карэляцыі і інш.

Тэарэтычна прадказана новая фізічная з’ява – эфект прасторавага распаўсюджвання асцыляцый Рабі ў аднамерным перыядычным ланцужку тунэльна-звязаных квантавых кропак у выглядзе неўзаемных хваляў квантавых пераходаў (рабі-хваляў).

Атрыманы ўраўненні дынамікі матрыцы шчыльнасці змешанага стану электрон-дзіркавы пары ў аднамерным перыядычным ланцужку тунэльна-звязаных двухузроўневых квантавых кропак, якая ўзаемадзейнічае з класічным электрамагнітным полем ў рэжыме моцнай сувязі, і знойдзена іх агульнае рашэнне.

Устаноўлена, што частотны спектр электрычнага току, наведзенага рабі-хваляй, мае трохкампанентную структуру – высокачастотную кампаненту паблізу частаты квантавага пераходу, нізкачастотную паблізу рабі-частаты і пастаянную. Гэта дазваляе практычна выкарыстоўваць прадказаны ў працы эфект для выпроствавання святла і ўзбуджэння нанаантэн тэрагерцовага і аптычнага дыяпазонаў, характарыстыкамі якіх можна кіраваць, змяняючы электрычнае поле.

SUMMARY

Yerchak Yauhen Dzmitryevich

PROPAGATION OF RABI WAVES IN LOW-DIMENSIONAL SEMICONDUCTOR NANOSTRUCTURES

Key words: Rabi oscillation, Rabi waves, quantum dots, two-level systems, nanoantenna, propagation effects.

The aim of the work is to construct a theoretical model describing the interaction of the one-dimensional periodic chain of tunnel-coupled semiconductor quantum dots with an electromagnetic field (classical and quantum) in the strong coupling regime, to reveal the features of Rabi effect in this system and to explore the possibilities of its application to the creation of new types of nanoelectronic and nanophotonic devices, particularly, nanoantennas.

Equations of dynamics for the wave function of the electron-hole pair pure state in one-dimensional periodic chain of two-level tunnel-coupled quantum dots, which interacts with the quantum electromagnetic field in the strong coupling regime, are obtained. General analytical solution of these equations is found. It allows us to calculate the observable characteristics of the chain – inversion, electron-electron and electron-photon correlation, etc.

The existence of a new physical phenomenon – spatial propagation of Rabi oscillations in one-dimensional periodic chain of tunnel-coupled quantum dots in the form of non-reciprocal waves of quantum transitions (Rabi waves), – is theoretically predicted.

Equations of dynamics for the density matrix of the electron-hole pair mixed state in one-dimensional periodic chain of two-level tunnel-coupled quantum dots, interacting with a classical electromagnetic field in the strong coupling regime, are obtained. Their general solution is found.

It is found that the frequency spectrum of the electric current induced in the chain by Rabi wave has a ternary structure. It has high-frequency component near the quantum transition frequency, low frequency near the Rabi frequency and constant component. This allows to use the predicted effect for light rectification and excitation of nanoantennas of terahertz and optical ranges with electrically controlled characteristics.

Ерчак Евгений Дмитриевич

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАБИ-ВОЛН В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук
по специальности 01.04.02 — теоретическая физика

Подписано в печать 2014 г. Формат 60 × 90 1/16.

Бумага офисная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 1.6.

Учет изд. л. 1.3. Тираж 60 экз. Заказ .

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси
220072, Минск, Беларусь, пр. Независимости, 68.

Отпечатано на ризографе Института физики им. Б.И. Степанова
НАН Беларуси