

Чуйкин Олег Александрович

**Квантовая оптика искусственных атомов  
в гибридных твердотельных наноструктурах**

Специальность: 1.3.6 – Оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Новосибирский Государственный Технический Университет»

Научный руководитель: **Гринберг Яков Симхонович**  
доктор физико-математических наук, доцент, главный научный сотрудник кафедры Прикладной и Теоретической физики, ведущий научный сотрудник лаборатории Нелинейной электродинамики наноструктур Новосибирского Государственного Технического Университета

Официальные оппоненты: **Сатанин Аркадий Михайлович**  
доктор физико-математических наук, профессор базовой кафедры «Прикладные информационно-коммуникационные средства и системы» ВЦ РАН, ведущий научный сотрудник лаборатории Вычислительной физики Московского института электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»

**Ненашев Алексей Владимирович**  
кандидат физико-математических наук, доцент, старший научный сотрудник Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования **«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»**

Защита состоится 30 июня 2026 г. в 10:00 часов на заседании диссертационного совета 24.1.028.01 (Д 003.005.02) при Институте автоматизации и электрометрии СО РАН, расположенном по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр-кт Академика Коптюга, д.1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Института автоматизации и электрометрии СО РАН: <https://www.iae.nsk.su/ru/dissertation-council>

Автореферат разослан: \_\_\_\_ 2026 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д.ф.-м.н.

Ильичев Л. В.

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Искусственными атомами принято называть твердотельные элементы, имеющие дискретную структуру энергетических уровней, сходную с естественными атомами. Данные элементы имеют большую перспективность для использования в квантовых компьютерах в качестве квантовых битов [1]. Тем не менее, помимо своего главного применения в области квантовых вычислений, в котором за последние два десятилетия наблюдается огромный прогресс [2], квантовые биты также активно применяются в области квантовой оптики и для решения задач, связанных с взаимодействием излучения с веществом [3]. В этом ключе понимание и изучение основополагающей физической базы, на которой строится работа квантовых технологий, имеет огромное прикладное и фундаментальное значение.

Квантовым битом, или кубитом (qubit) называют квантовый аналог классических битов в современных компьютерах. Бит – это бинарная физическая система, которая может находиться в двух дискретных состояниях, обычно обозначаемых 0 и 1. В случае кубита эти состояния становятся квантовыми, а значит для них будут выполняться два квантово-механических свойства: а) принцип суперпозиции состояний, т.е. кубит может находиться в промежуточном состоянии между 0 и 1 одновременно; б) явление запутанности, которое связывает разные кубиты между собой и позволяет им взаимодействовать даже на больших расстояниях. Эти два свойства позволяют использовать набор кубитов, объединенных в общий процессор, для расчета алгоритмов со скоростью намного большей, чем для любого классического компьютера. В то же время, кубиты можно рассматривать как элементарную двух-уровневую систему, обладающую фактически всеми свойствами атомов.

На текущий момент кубиты реализуются на основе множества физических систем, и все они имеют свои преимущества и недостатки [4]. Одной из самых перспективных физических реализаций кубитов и сопутствующих элементов квантовых технологий является так называемая область квантовой электродинамики на чипе (circuit QED) [5]. В этом случае кубиты реализуются с помощью сверхпроводящих технологий, и принцип их работы основан на эффекте Джозефсона – туннелировании электронов через тонкий слой изолятора между двумя сверхпроводниками. Контакты такого рода, называемые контактами Джозефсона, и составляют основу сверхпроводниковых кубитов [6,7].

Область circuit QED имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с другими реализациями квантовых систем. Во-первых, сверхпроводящие кубиты имеют полностью рукотворную природу и могут быть созданы с заданными параметрами. Во-вторых, коэффициент взаимодействия излучения с кубитами достигает так называемого режима сильной связи, т.е. значительно превосходит взаимодействие для аналогичных систем вроде холодных атомов. В-третьих, из-за своих больших размеров (порядка мкм) и технологической природы, производство и управление сверхпроводящими кубитными системами имеет высокую степень контроля. Например, в типичном сверхпроводящем чипе с несколькими кубитами каждым кубитом возможно управлять отдельно от остальных с помощью своего управляющего сигнала. В-четвертых, в зависимости от разных типов сверхпроводящих кубитов, существует возможность подстройки их параметров уже после фабрикации – например, изменение резонансной частоты с помощью магнитного поля.

Помимо сверхпроводящих кубитов, в понятие искусственных атомов также входят полупроводниковые кубиты, к которым относят квантовые точки и центры окраски в кристаллах [8]. Они обладают во многом схожими свойствами, и также зачастую встраиваются в одномерные наноструктуры [9]. В данной диссертации основной уклон сделан в сторону именно сверхпроводящих кубитов, однако применяемые теоретические методы достаточно универсальны, и полученные результаты могут использоваться и для описания аналогичных полупроводниковых одномерных структур.

Твердотельные искусственные атомы, т.е. сверхпроводниковые или полупроводниковые кубиты, интересны не только как основной элемент квантового процессора. Из-за своей рукотворной природы, их можно считать технологически произведенными двух-уровневыми системами со своим набором параметров, которые возможно настраивать либо задачей конкретных условий при производстве чипов, либо с помощью внешних воздействий, например магнитными полями либо электрическим током. Такой подход позволяет использовать их как удобную и гибко настраиваемую площадку для решения задач квантовой оптики и изучения квантовых свойств взаимодействия излучения с веществом.

Квантовая оптика искусственных атомов, а в частности, сверхпроводящих кубитов, имеет ряд отличий от стандартной квантовой оптики привычных атомов и молекул. В первую очередь, это крайне высокий показатель взаимодействия между излучением и веществом – в то время как для атомов в свободном пространстве отношение коэффициента связи к резонансным частотам атомов обычно составляет малую величину,  $g/\Omega \sim 10^{-7}$ , для сверхпроводниковых копланарных систем этот показатель может достигать

значений на порядки выше,  $g/\Omega \sim 0,01$ . Также следует учитывать, что резонансные частоты сверхпроводящих кубитов лежат в гигагерцовом диапазоне,  $\Omega = 1-10$  ГГц, а значит взаимодействующие с ними фотоны также имеют микроволновый диапазон частот [3]. Длины волн, соответствующие таким частотам, обычно составляют порядка сантиметра, а энергия одного фотона –  $1-5 \cdot 10^{-5}$  эВ, что в среднем на пять порядков меньше, чем для оптических фотонов.

В настоящее время активно исследуются сверхпроводящие кубитные системы, помещенные в открытый одномерный микроволновый волновод [9]. В отличие от кубитных систем circuit QED, связанных с копланарными резонаторами, в открытых волноводах фотоны и кубиты сильно взаимодействуют с вакуумными флуктуациями электромагнитных полей, и для них возможно проявление различных интерференционных эффектов. Данную область науки называют волноводной квантовой электродинамикой (waveguide QED), и она представляет качественно новую площадку для изучения фотон-кубитных и фотон-фотонных взаимодействий, перспективную для применения как в фундаментальной квантовой оптике, так и для более прикладных применений в квантовой теории связи и для квантовых вычислений [3, 9]. Теоретическому описанию таких систем и посвящена данная диссертация.

**Целью работы** является теоретическое исследование фотонного транспорта и динамики искусственных атомов, помещенных в одномерную геометрию наноструктур; разработка теоретических методов для описания задач спонтанного излучения и рассеяния фотонных полей на кубитных структурах; аналитическое и численное исследование решений данных задач и выявление новых физических эффектов и закономерностей.

В области волноводной квантовой электродинамики имеется ряд нерешенных **задач**, рассмотрение которых имеет важное фундаментальное и прикладное значение для области квантовой оптики, и соответствует цели работы:

1. Теоретическое описание процесса спонтанного излучения для многокубитных систем, размещенных в одномерных открытых волноводах, и изучение возникающих в таких системах интерференционных эффектов.
2. Решение задачи рассеяния фотонного импульса на кубитной цепочке, не ограниченное приближением больших расстояний между элементами.
3. Построение методики определения состояния кубита в открытом волноводе с помощью анализа рассеянного на кубите излучения.
4. Теоретическое описание процесса однофотонного вынужденного излучения, возникающего при рассеянии фотона на возбужденном кубите.

### **Научная новизна:**

1. Найдены аналитические выражения для спектров спонтанного излучения и для скоростей распада системы из двух кубитов, помещенных в одномерный открытый волновод. Данные выражения носят максимально общий характер, и могут описывать любую начальную конфигурацию двух-кубитного состояния, если в начальный момент времени в волноводе нет фотонов.

2. Предложена оригинальная методика реконструкции произвольного запутанного состояния двух-кубитной системы с помощью измерения ряда спектральных характеристик и параметров кубитной системы.

3. Получено общее решение нестационарной задачи рассеяния однофотонного импульса на кубитной цепочке с использованием только физической (положительной) оси частот, что позволяет анализировать случаи для более коротких расстояний как между кубитами, так и между начальным положением фотонного импульса и кубитной цепочки. Найден ряд серьезных отличий между полученным результатом и ранее известными моделями рассеяния.

4. Решена задача о рассеянии однофотонного импульса на возбужденном кубите. Показаны отличия такого рассеяния от рассеяния на кубите в основном состоянии, что может использоваться для построения методики определения состояния кубита в открытом волноводе. Продемонстрированы явные признаки эффекта индуцированного излучения и пространственной группировки фотонов при достаточной близости падающего импульса к возбужденному кубиту.

### **Теоретическое и практическое значение:**

1. Результаты выполненного исследования могут использоваться при анализе спонтанного излучения для цепочки кубитов в одномерном волноводе, и изучения появляющихся в таких системах эффектов сверх- и суб-излучения, что имеет важное значение в области микроволновой фотоники.

2. На основе полученных формул для спектров системы двух кубитов разработана методика реконструирования запутанного состояния, позволяющая определить его амплитуды вероятности и фазу, что важно для области квантовых вычислений.

3. Оригинальные научные результаты, полученные в ходе анализа рассеяния однофотонного импульса на кубитной цепочке могут быть использованы для решения задач фотонного транспорта в твердотельных наноструктурах, и в перспективе применяться для задач передачи квантовой информации и при проектировании квантовых технологий.

4. Описанный в работе эффект индуцированного излучения может использоваться для описания и проектирования различных микроволновых фотонных устройств, а также применяться для задач квантовой коммуникации и квантовой теории информации.

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

1. Характер спонтанного излучения в двух-кубитной системе в значительной мере зависит от расстояния, на котором расположены кубиты, и может проявлять как ускоренный (сверх-излучение), так и замедленный (суб-излучение) распад в сравнении с распадом одиночного кубита.

2. Реконструкция чистого запутанного состояния системы из двух кубитов в копланарном волноводе возможна с помощью ряда спектральных измерений. Для нахождения амплитуд вероятности достаточно знать скорость распада кубитной системы и значение спектра на резонансной частоте. Для нахождения фазы запутанного состояния, дополнительно к этому нужно знать эффективное меж-кубитное расстояние и значение спектра, смещенного от резонанса на небольшую величину.

3. Нестационарная задача рассеяния гауссова импульса на кубитной цепочке значительно модифицируется при учете только положительной области частот. Во-первых, для фотонных спектров появляется дополнительная добавка к частотному сдвигу, напрямую зависящая от меж-кубитного расстояния. Во-вторых, спектры прошедшего и отраженного сигналов начинают существенно зависеть от начального положения падающего импульса, если первоначально импульс находится вблизи кубита, т.е. на расстоянии, сопоставимом с его шириной в пространстве.

4. Вероятность прохождения падающего на кубит фотонного импульса значительно зависит от состояния кубита, что можно использовать для определения состояния кубита в открытом волноводе.

5. Однофотонный импульс, падающий на возбужденный кубит с достаточно близкого расстояния, вызывает эффект стимулированного излучения. Помимо одинакового направления распространения, также высока вероятность локализации двух фотонов в пространстве – эффект группировки фотонов.

**Апробация работы.** Изложенные в диссертации результаты обсуждались на конференциях и симпозиумах:

- XXV международный симпозиум “Наноп физика и Нанoeлектроника” (Нижний Новгород, 9–12 марта 2021);

- 15-ая всероссийская научная конференция с международным участием “Физика ультрахолодных атомов – 2021” (Новосибирск, 20-22 декабря 2021);
- XXVI международный симпозиум “Наноп физика и Нанозлектроника” (Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 г.);
- XXVII международный симпозиум “Наноп физика и Нанозлектроника” (Нижний Новгород, 13–16 марта 2023);
- 17-ая всероссийская научная конференция с международным участием “Физика ультрахолодных атомов – 2023” (Новосибирск, 18-20 декабря 2023);
- XXVIII международный симпозиум “Наноп физика и Нанозлектроника” (Нижний Новгород, 11–15 марта 2024);
- 18-ая всероссийская научная конференция с международным участием “Физика ультрахолодных атомов – 2024” (Новосибирск, 16-18 декабря 2024);
- XXIX международный симпозиум “Наноп физика и Нанозлектроника” (Нижний Новгород, 10–14 марта 2025);

**Степень достоверности результатов проведенных исследований.** Аналитические расчеты и численные результаты согласуются друг с другом, и не противоречат основным физическим принципам и имеющимся в литературе данным. Правильность выводов и согласованность полученных результатов неоднократно подтверждались при апробации работы.

**Личный вклад.** Автором внесен определяющий вклад в получение основных результатов диссертационной работы: он принимал активное участие в постановке задач, проводил аналитические расчеты и численное моделирование, принимал активное участие в обсуждении полученных результатов и в их подготовке к публикации в научных изданиях.

Результаты, составившие содержание диссертации, были получены при выполнении работ по грантам, где соискатель выступал в роли исполнителя: проект Министерства науки и высшего образования РФ FSUN-2020-0004 и FSUN-2023-006, а также грант фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации опубликованы в 13 научных работах, в том числе в 4 статьях в международных научных журналах, рекомендованных ВАК, и 9 – в тезисах докладов конференций.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 144 страницы и включает 33 рисунка и 1 таблицу. Список литературы содержит 139 наименований.

## Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и научная новизна исследований, продемонстрирована теоретическая и практическая значимость полученных результатов, а также представлены положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1 «Сверхизлучательные эмиссионные спектры многокубитных систем в квантовой электродинамике цепей»** проведено теоретическое описание динамики кубитов в одномерной геометрии, основанное на операторе перехода (transition operator). С помощью него исследуется спонтанная эмиссия в системе для одного и двух кубитов, включая подробный анализ явлений сверх- и суб-излучения. Также на основе полученных выражений для фотонных спектров предложен новый метод реконструкции запутанного состояния.

В **разделе 1.1** дано общее описание заложенных в главе идей, и показаны преимущества применяемого метода оператора перехода в сравнении с другими подходами: а) в сравнении с классическим расчетом через матрицу плотности данный метод более прост и вместе с тем более точен, в частности он не требует ограниченности вторым порядком взаимодействия системы с резервуаром; б) для многоатомной системы уравнения для оператора перехода получаются линейными, в отличие от аналогичных уравнений для спиновых операторов; в) решения данных уравнений есть операторные функции, которые не зависят от конкретного начального условия – таким образом, достаточно решить задачу в общем виде один раз, и только потом выбирать интересующие нас начальные состояния кубитной системы; г) метод позволяет находить корреляционные функции без использования приближения в виде флуктуационно-регрессионной теоремы;

В **разделе 1.2** описаны основные свойства оператора перехода [10]:

$$P_{i,j}(t) = e^{iHt} |i\rangle \langle j| e^{-iHt}, \quad (1)$$

где  $H$  это гамильтониан всей системы (кубит + поле + взаимодействие между ними), а  $i, j$  – собственные состояния кубитной системы. С помощью оператора (1) можно находить вероятности переходов между двумя кубитными состояниями  $n$  и  $m$ :

$$W_{n \rightarrow m} = \langle n | \langle P_{m,m}(t) \rangle_0 | n \rangle, \quad (2)$$

где  $\langle \dots \rangle_0$  это усреднение по фотонному вакууму. Поскольку мы считаем, что в начальный момент времени фотонных полей нет, то можно вывести связь оператора перехода с приведенной матрицей плотности кубитной системы:

$$\rho_{S,ji}(t) = Tr_{S,\nu}(\rho(0)P_{i,j}(t)) \equiv \langle P_{i,j}(t) \rangle, \quad (3)$$

где след берется как по кубитным состояниям  $S$ , так и по состояниям фотонного поля  $\nu$ , а  $\rho(0)$  это начальная матрица плотности всей системы. Эти свойства позволяют найти выражения для спектров спонтанного излучения с помощью операторов перехода.

В разделе 1.3 решается общая задача для цепочки из  $N$  кубитов, помещенных в волновод, и выводятся аналитические выражения для расчета элементов операторов перехода. Гамильтониан рассматриваемой системы, записанный в непрерывном пределе [11], есть:

$$H = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N (1 + \sigma_z^{(n)}) \Omega_n + \int_0^{\infty} \omega (a^\dagger(\omega) a(\omega) + b^\dagger(\omega) b(\omega)) d\omega + \int_0^{\infty} (a^\dagger(\omega) S_-(\omega) + S_+(\omega) a(\omega)) d\omega + \int_0^{\infty} (b^\dagger(\omega) S_-^*(\omega) + S_+^*(\omega) b(\omega)) d\omega, \quad (4)$$

где введены коллективные спиновые операторы:

$$S_-(\omega) = \sum_{n=1}^N g_n(\omega) e^{-i\omega x_n / v_g} \sigma_-^{(n)}, \quad S_+(\omega) = \sum_{n=1}^N g_n(\omega) e^{i\omega x_n / v_g} \sigma_+^{(n)}. \quad (5)$$

Здесь  $\sigma_z^{(n)}$  — спиновый оператор Паули,  $\Omega_n$  — резонансная частота  $n$ -го кубита,  $a(\omega), b(\omega)$  — операторы уничтожения для фотона с частотой  $\omega$ , распространяющегося вправо или влево соответственно,  $v_g$  — групповая скорость,  $\sigma_-^{(n)} = |g\rangle_{nn} \langle e|$  и  $\sigma_+^{(n)} = |e\rangle_{nn} \langle g|$  это атомные операторы, понижающие или повышающие состояние  $n$ -го кубита,  $x_n$  — пространственная координата  $n$ -го кубита. Используя гамильтониан (4) и стандартное уравнение Гейзенберга, можно получить уравнения движения для операторов перехода.

В разделе 1.4 показано, что фотонные спектры излучения в терминах оператора перехода можно найти, преобразуя известную формулу для корреляционной функции кубитных операторов:

$$\langle a^\dagger(\omega) a(\omega) \rangle_{t \rightarrow \infty} = S(\omega) = \int_0^{\infty} d\tau \int_0^{\infty} d\tau' e^{-i\omega(\tau - \tau')} \langle S_+(\Omega, \tau) S_-(\Omega, \tau') \rangle. \quad (6)$$

В разделе 1.5 рассмотрена простейшая система из одного кубита. На ней продемонстрирован общий метод расчета и получены известные результаты для спектра спонтанного излучения одиночного атома. Аналогичный расчет для двух кубитов проделан в разделе 1.6. Затем, в разделе 1.7 проведен краткий анализ вероятностей перехода для некоторых состояний.

Основные результаты собраны в разделе 1.8. Для двух кубитов с помощью операторов перехода были найдены аналитические выражения для спектров излучения  $S(\omega)$  и скоростей спонтанной эмиссии  $W(t) = \langle S_+(\Omega, t) S_-(\Omega, t) \rangle$ , причем

эти выражения носят общий характер и могут описывать любое начальное состояние кубитной системы. Подробно были проанализированы наиболее часто встречающиеся начальные состояния для двух кубитов: а) симметричная и асимметричная суперпозиции  $|\Psi(0)\rangle = (|e_1g_2\rangle \pm |g_1e_2\rangle)/\sqrt{2}$ ; б) один из кубитов в возбужденном состоянии  $|\Psi(0)\rangle = |e_1g_2\rangle, |g_1e_2\rangle$ ; в) оба кубита в возбужденном состоянии  $|\Psi(0)\rangle = |e_1e_2\rangle$ ; г) три типа суперпозиционных состояний, когда каждый кубит может находиться в суперпозиции независимо от другого;

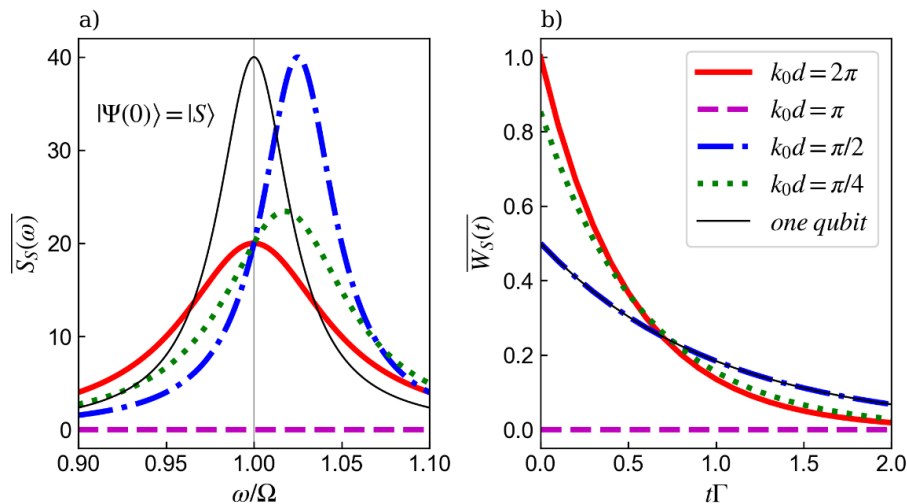


Рисунок 1 – а) спектры излучения  $\overline{S_S(\omega)} = 2\pi\Omega S_S(\omega)$ , и б) временная зависимость скорости испускания фотонов  $\overline{W_S(t)} = 2\pi W_S(t)/\Gamma$  для начального симметричного состояния  $|S\rangle = (|eg\rangle + |ge\rangle)/\sqrt{2}$ . Одно-кубитный случай показан тонкой черной линией; сверхизлучение соответствует красной линии, суб-излучение – пурпурной.  $\Gamma/\Omega = 0,05$ .

Некоторые спектры и скорости излучения приведены на рис. 1-3. Из анализа хорошо видно, что спектры излучения существенно зависят от меж-кубитного расстояния  $k_0d$ . В частности, хорошо заметны эффекты сверх- и суб-излучения для определенных значений  $k_0d$ , которые проявляются в ускоренном, либо наоборот, замедленном, распаде состояния по сравнению с одиночным кубитом. Также стоит отметить, что в случае несимметричных состояний (например, если возбужден только первый кубит, как на рис. 2-3) и если  $k_0d$  не равно целому значению  $\pi$ , то между спектрами, детектируемыми на разных концах волновода, правом или левом, проявляются существенные отличия. Результаты на рисунках 1-3 совпадают с теоретическими предсказаниями для атомов в одномерном пространстве [12], и подтверждаются экспериментами, выполненными на аналогичных двух-кубитных структурах [13, 14].

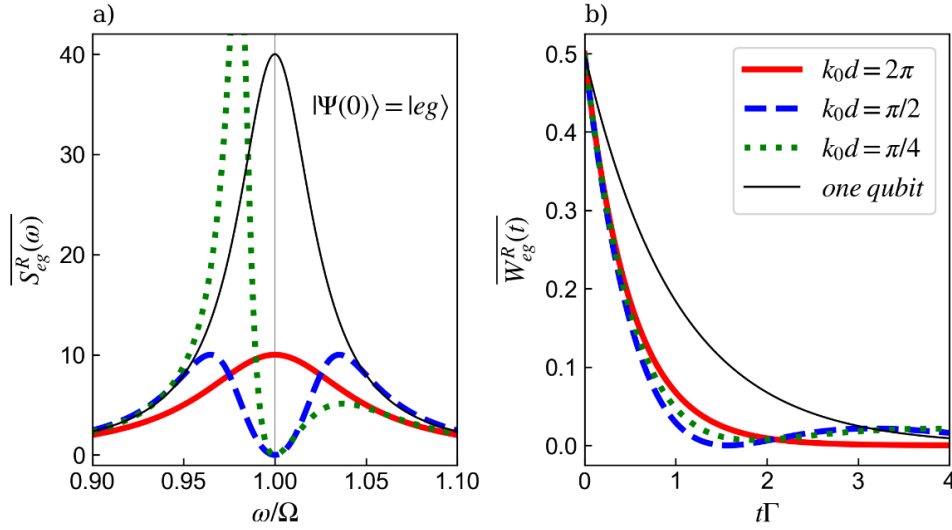


Рисунок 2 – а) спектры излучения  $\overline{S_{eg}^R(\omega)} = 2\pi \Omega S_{eg}^R(\omega)$  и б) скорость распада  $\overline{W_{eg}^R} = 2\pi W_{eg}^R / \Gamma$  для первоначально возбужденного первого кубита, детектируемые с правого конца волновода. Одно-кубитный случай показан черной линией; Провал синей спектральной линии на резонансе означает, что спонтанно излученный первым кубитом фотон полностью отражается от второго кубита. Почти для всех значений  $k_0d$  наблюдается эффект сверхизлучения. Параметр  $\Gamma/\Omega = 0,05$ .

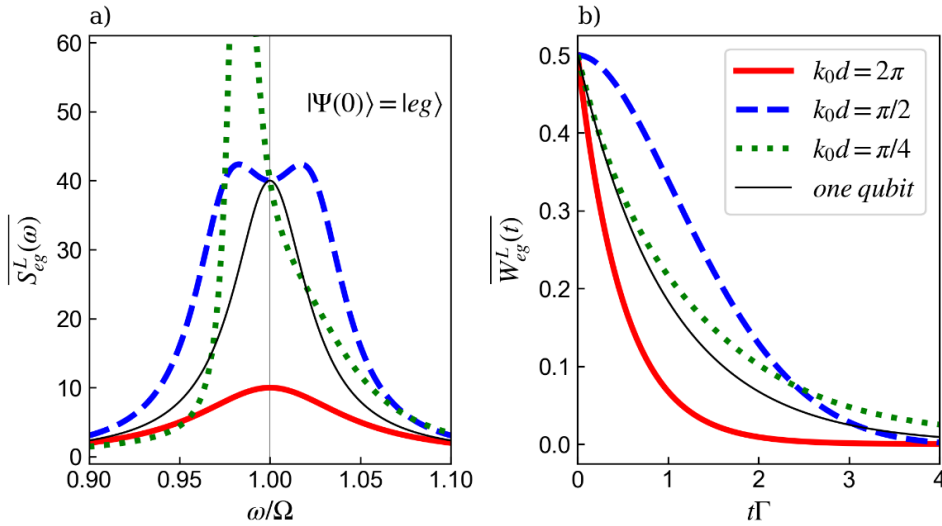


Рисунок 3 – а) спектры излучения  $\overline{S_{eg}^L(\omega)} = 2\pi \Omega S_{eg}^L(\omega)$  и б) скорость распада  $\overline{W_{eg}^L} = 2\pi W_{eg}^L / \Gamma$  для первоначально возбужденного первого кубита, детектируемые с левого конца волновода. Одно-кубитный случай показан черной тонкой линией; В случае  $k_0d = 2\pi$  наблюдается эффект сверхизлучения (красная линия), и спектр идентичен наблюдаемому с правого конца волновода (рис. 2). Для других значений  $k_0d$  спектры значительно изменяются, и для них

может проявляться, в том числе, и субизлучение (синяя пунктирная линия).  
 $\Gamma/\Omega = 0,05$ .

Наконец, в **разделе 1.9** описана методика экспериментальной реконструкции запутанного состояния, основанная на полученных ранее выражениях для спектров излучения. Так, если два кубита были приготовлены в чистом состоянии вида:

$$|\Psi_{qb}(0)\rangle = p|e_1g_2\rangle + qe^{i\varphi}|g_1e_2\rangle, \quad (7)$$

то, применяя выражения из раздела 1.8 можно показать, что:

$$p^2 = \frac{1}{4} + \frac{1}{2}\pi\Gamma S(\Omega), \quad q^2 = \frac{3}{4} - \frac{1}{2}\pi\Gamma S(\Omega),$$

$$\cos\varphi = \frac{1}{2pq} \left( 1 - 5\pi\Gamma S\left(\Omega + \frac{\Gamma}{2}\right) \Big|_{k_0d=\pi} \right). \quad (8)$$

Таким образом, зная значение спектральной плотности на резонансе  $S(\Omega)$ , а также скорость спонтанного излучения (которую можно определить как ширину линии спектра прохождения), мы можем восстановить начальные амплитуды системы. Значение фазы определяется при известном  $k_0d$  (в данном случае  $\pi$ , но можно пересчитать и для произвольного) и с помощью смещенного от резонанса спектра  $S(\Omega + \Gamma/2)$ .

В **главе 2 «Динамическая теория однофотонного транспорта через цепочку кубитов в одномерном волноводе»** решается задача о рассеянии гауссова импульса на нескольких кубитах.

В **разделе 2.1** приведены общие сведения по данной тематике. Существует два основных метода расчета подобных задач. Первый метод основан на стационарной теории рассеяния [15], которая не дает описание динамики системы, и плохо подходит для рассмотрения влияния реальных импульсов. Второй метод строится на нестационарной теории и позволяет получить достаточно полные результаты для произвольных падающих импульсов [16].

Как правило, нестационарный метод основан на двух приближениях. Первое – это марковское приближение, в котором эффекты запаздывания при взаимодействии между кубитами не учитываются. Второе приближение заключается в продлении кубит-фотонной связи в отрицательную область частот, что позволяет опустить нижнюю границу некоторых интегралов до  $-\infty$  и получить аналитический результат. Однако чисто с физической точки зрения связь между фотонами и кубитами на отрицательных частотах не имеет смысла, поскольку плотность состояний в отрицательной области частот равна нулю. Можно сказать, что это приближение – своего рода математический трюк, который выполняется, если вклад от отрицательной области частот достаточно

мал, что обычно верно если расстояние между кубитами больше длины волны излучения. Тем не менее, как продемонстрировано в работе, даже в этом случае имеются заметные отличия в спектральных линиях.

Таким образом, главная мотивация данной главы – это получить динамическую теорию рассеяния произвольного фотонного пакета на кубитной цепочке в одномерном волноводе, но используя только физическую, т.е. положительную ось частот.

В разделе 2.2 сделано краткое описание системы. В качестве гамильтониана использовалось то же выражение (4), что и в главе 1. Волновая функция в подпространстве с одним возбуждением может быть записана как:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n=1}^N \beta_n(t) e^{-i\Omega t} |n, 0\rangle + \int_0^{\infty} d\omega \gamma(\omega, t) e^{-i\omega t} a^\dagger(\omega) |G, 0\rangle + \int_0^{\infty} d\omega \delta(\omega, t) e^{-i\omega t} b^\dagger(\omega) |G, 0\rangle, \quad (9)$$

где  $\beta_n(t)$  – это амплитуда вероятности для возбужденного  $n$ -го кубита в цепочке,  $\gamma(\omega, t)$  и  $\delta(\omega, t)$  – это фотонные амплитуды, в которых волна распространяется направо и налево, а  $\Omega$  – резонансная частота кубитов (кубиты считаем одинаковыми). Состояние  $|n, 0\rangle = |g_1, g_2 \dots e_n \dots g_N\rangle \otimes |0\rangle$  описывает цепочку, в которой только  $n$ -ый кубит возбужден, и нет фотонов, а состояние  $|G, 0\rangle = |g_1, g_2 \dots g_N\rangle \otimes |0\rangle$  – когда все кубиты находятся в основном состоянии.

В разделе 2.3 найдено общее решение для кубитных и фотонных амплитуд для цепочки из  $N$  кубитов и произвольного падающего поля. При сравнении с известными результатами из [16], было выделено два существенных отличия: 1) в наших формулах появляется дополнительный член  $G(kd)$ , который дает вклад в частотный сдвиг и существенно зависит от межкубитного расстояния  $d$ ; 2) частотный интеграл по начальному полю берется только по положительной области частот, и его подынтегральное выражение нельзя аппроксимировать дельта-функцией; Оба этих свойства приводят к серьезным отличиям между расчетами, как будет показано ниже.

В разделах 2.4 и 2.5 представлен подробный анализ для рассеяния однофотонного импульса на одном и двух кубитах соответственно. Начальное поле бралось в виде гауссова пакета:

$$\gamma_0(\omega) = \left( \frac{2}{\pi \Delta^2} \right)^{1/4} \exp \left[ i(\omega - \omega_s) \frac{x_0}{v_g} - \frac{(\omega - \omega_s)^2}{\Delta^2} \right], \quad (10)$$

где  $\omega_s$  это несущая частота импульса,  $\Delta$  это ширина гауссова импульса в частотной области, а  $x_0$  это расстояние от начального положения центра пакета до первого кубита в цепочке.

Нас в первую очередь интересуют спектры прошедшего и отраженного излучения:

$$S_1(\omega) = \Omega |\gamma(\omega, t \rightarrow \infty)|^2, \quad S_2(\omega) = \Omega |\delta(\omega, t \rightarrow \infty)|^2. \quad (11)$$

Соответствующие спектры рассеяния, известные из нестационарной теории, с которой мы сравниваем наше решение, обозначены как  $S_3(\omega)$  и  $S_4(\omega)$  соответственно. Этот анализ для двух кубитов представлен на рис. 5-7.

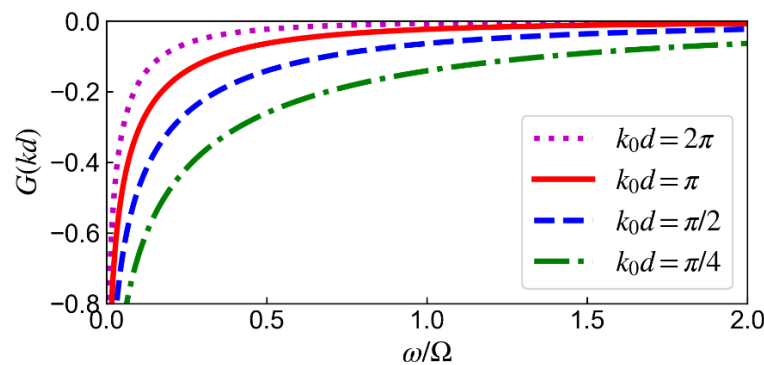


Рисунок 4 – а) значение коэффициента  $G(k_0 d \cdot \omega / \Omega)$  от частоты падающего фотона для нескольких значений межкубитного расстояния  $d = \lambda$  (пурпурная точечная линия),  $d = \lambda/2$  (красная сплошная линия),  $d = \lambda/4$  (синяя штриховая линия) и  $d = \lambda/8$  (зеленая штрих-пунктирная линия).

При сравнении результатов наших расчетов и нестационарной модели, можно выделить три основных отличия. Первое заключается в коэффициенте  $G(kd)$ , который для двух кубитов определяется как:

$$G(kd) = \frac{1}{\pi} \cos kd \operatorname{Ci}(kd) + \frac{1}{\pi} \sin kd \left( -\frac{\pi}{2} + \operatorname{Si}(kd) \right), \quad (12)$$

где  $\operatorname{Ci}(kd)$  и  $\operatorname{Si}(kd)$  это интегральные косинус и синус, соответственно. Зависимость этого коэффициента от частоты для разных эффективных расстояний между кубитами показана на рис. 4. Как видно, чем ближе расположены кубиты, тем сильнее проявляется эффект от  $G(kd)$ , достигая весомых значений при  $d < \lambda/8$  (зеленая штрих-пунктирная линия на рис. 4). Таким образом, при уменьшении расстояния между кубитами, взаимодействие между ними увеличивается, возрастая пропорционально десятичному логарифму от  $kd$ . Фактически, коэффициент  $G(kd)$  это одномерный аналог диполь-дипольного взаимодействия, который появляется только при учете физической оси частот в нашем расчете.

Сдвиг частот, обусловленный таким взаимодействием, можно выразить как:

$$\begin{aligned} \Delta_-(\omega) &= -\frac{\Gamma(\omega)}{2}(\sin kd + G(kd)) - i\frac{\Gamma(\omega)}{2}(1 - \cos kd), \\ \Delta_+(\omega) &= \frac{\Gamma(\omega)}{2}(\sin kd + G(kd)) - i\frac{\Gamma(\omega)}{2}(1 + \cos kd), \end{aligned} \tag{13}$$

где первое слагаемое вещественное и соответствует смещению спектра из-за меж-кубитного взаимодействия, а второе – мнимое, и соответственно дает вклад в ширину линий. В отличие от нестационарной модели [16], в (13) даже при значениях, когда  $\sin(kd = \pi) = 0$ , диполь-дипольное взаимодействие между кубитами сохраняется, т.к.  $G(kd = \pi) \neq 0$ . Таким образом, учет только положительной оси частот позволяет получить более правильный механизм описания меж-кубитного взаимодействия, даже для расстояний  $d \ll \lambda$ .

С точки зрения спектров излучения коэффициент  $G(kd)$  в первую очередь приводит к частотным сдвигам, хорошо видимым при малых расстояниях между кубитами  $d = \lambda/16$  и  $d = \lambda/8$  (рис. 5).

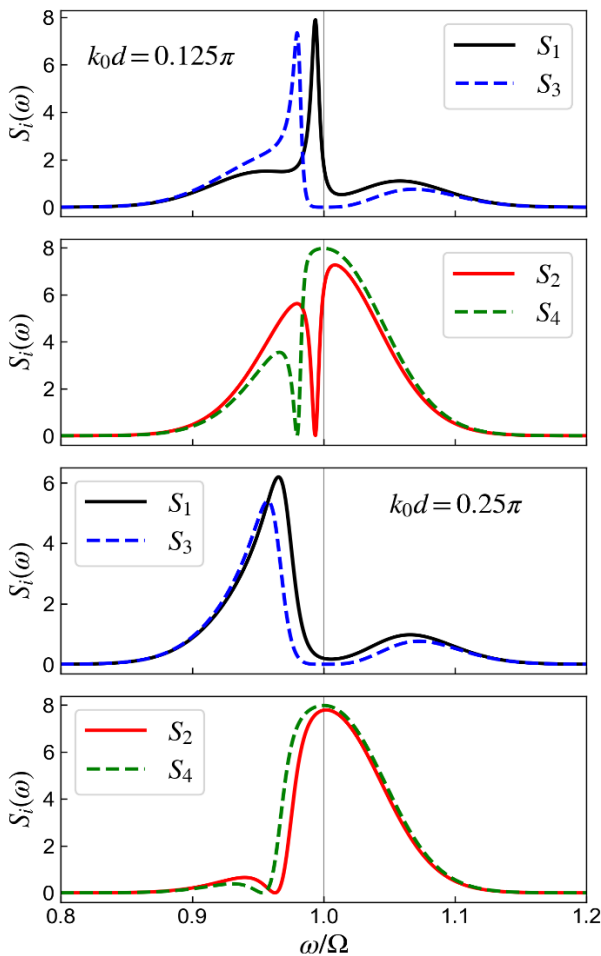


Рисунок 5 – спектры прошедшего (первая и третья панель) и отраженного (вторая и четвертая панели) гауссова импульса для двух кубитов.  $S_1$  и  $S_2$  представляют наши результаты, а  $S_3$  и  $S_4$  – нестационарную модель [16]. Видно, что для малых значений меж-кубитных расстояний  $k_0d$  частотный сдвиг из-за влияния  $G(kd)$  становится существенным. Параметры:  $\omega_S/\Omega = 1$ ,  $\Gamma/\Omega = 0,1$ ,  $\Delta/\Omega = 0,1$ ,  $x_0 = 0,5m$ .

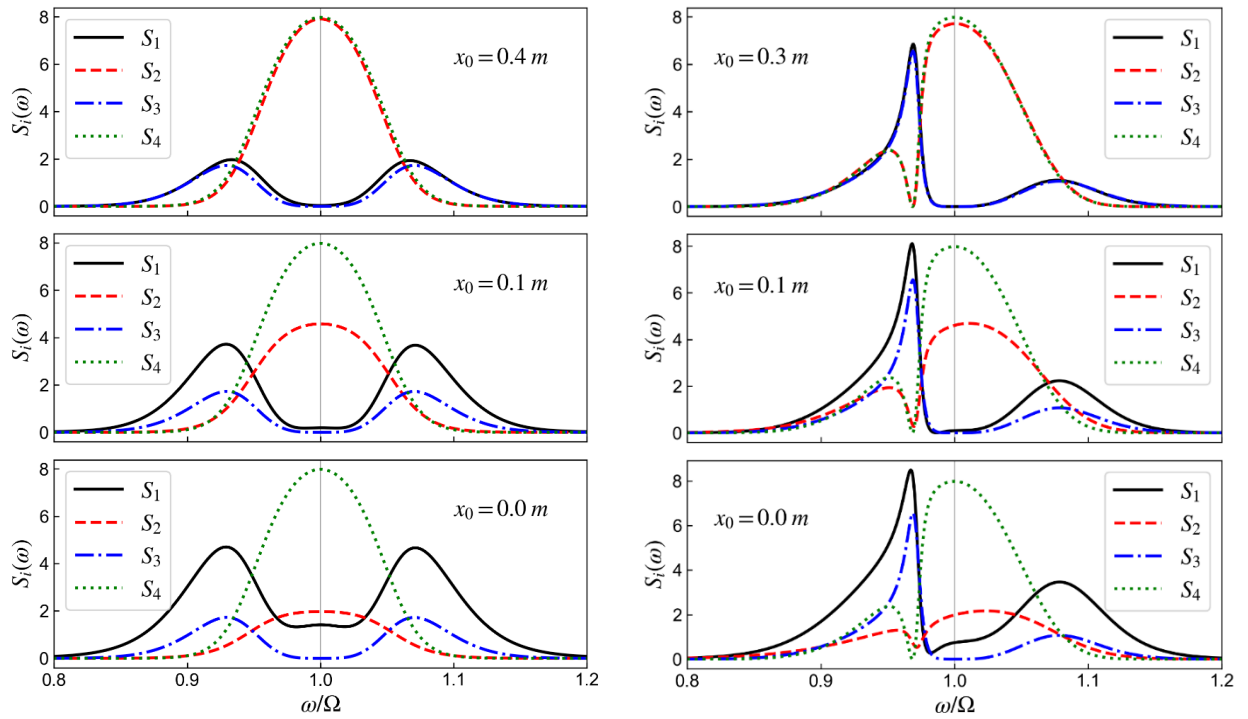


Рисунок 6 – фотонный спектр рассеяния гауссова импульса на двух кубитах для разных расстояний  $x_0$  между начальным положением импульса и первым кубитом. Слева:  $k_0d = \pi/2$ ; справа:  $k_0d = 2,25 \pi$ .  $S_1$  и  $S_2$  представляют наши результаты, а  $S_3$  и  $S_4$  – нестационарную модель [16]. Параметры:  $\omega_S/\Omega = 1$ ,  $\Gamma/\Omega = 0,1$ ,  $\Delta/\Omega = 0,1$ .

Второе отличие заключается в том, что формы спектральных линий существенно зависят от расстояния  $x_0$  между начальным положением гауссова импульса и первым кубитом в цепочке (черная и синяя линии на рис. 6 для проходящей волны и красная и зеленая линии для отраженной волны). Если это расстояние сравнимо или меньше, чем ширина импульса в конфигурационном пространстве, то спектральные линии начинают ощутимо изменяться.

Третье отличие вытекает из второго: спектры для прошедшего поля на резонансной частоте кубита не всегда равны нулю, т.е. полного отражения фотона на резонансе не происходит (черная сплошная линия на рис. 6). Обычно подобный эффект связывают с внешними потерями. В случае же нашего расчета, эффект ненулевого прохождения связан с близостью начального положения гауссова импульса к кубитной цепочке.

Таким образом, влияние диполь-дипольного взаимодействия вместе с зависимостью от начального положения падающего импульса серьезно изменяют динамику кубитной системы и ее фотонные спектры. В частности, если падающий импульс генерируется практически вплотную к цепочке кубитов, в спектрах можно наблюдать острые пики и неоднородности, характерные для интерференции Фано (рис. 7). Это является явным признаком

не-марковской динамики в нашей системе при учете только физической (положительной) оси частот.

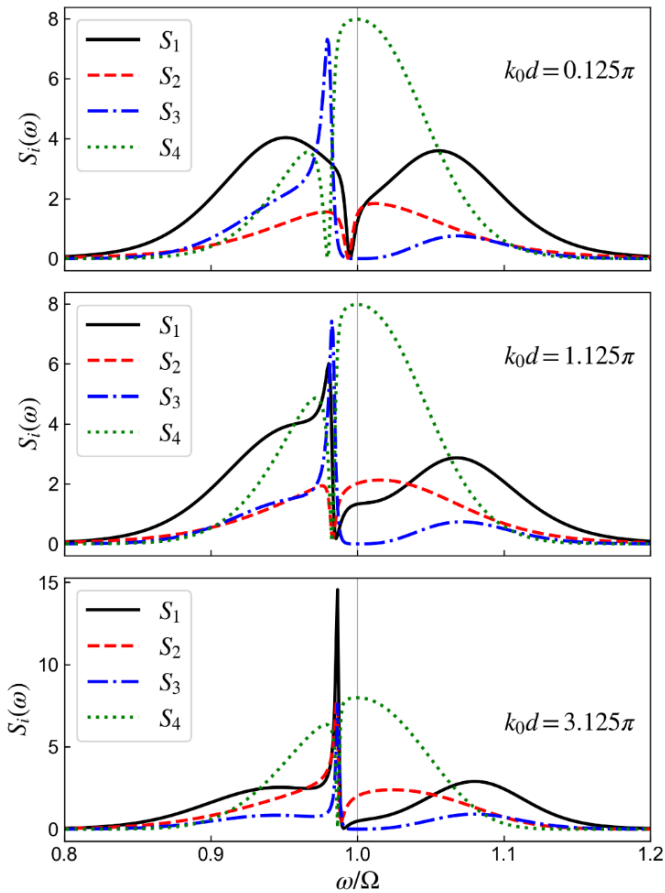


Рисунок 7 – спектры рассеяния гауссова импульса на двух кубитах для разных значений эффективного меж-кубитного расстояния  $k_0d$ , когда импульс генерируется вплотную к первому кубиту ( $x_0 = 0$ ). Значительное отличие линий для первого графика объясняется влиянием  $G(kd)$ , которое мало для остальных двух случаев. Острая и асимметричная форма спектральных линий может свидетельствовать о проявлении интерференции Фано. Параметры:  $\omega_S/\Omega = 1$ ,  $\Gamma/\Omega = 0,1$ ,  $\Delta/\Omega = 0,1$ .

В Главе 3 «Однофотонное вынужденное излучение для систем квантовой электродинамики на чипе» рассматривается задача о рассеянии произвольного однофотонного поля на одиночном возбужденном кубите.

В разделе 3.1 объясняется актуальность данной задачи и ее потенциальные приложения. В отличие от задачи рассеяния из главы 2, здесь не применяется однофотонное приближение, что позволяет рассмотреть случай рассеяния фотона на возбужденном кубите. Такая задача представляет определенный интерес, так как может рассматриваться с точки зрения эффекта вынужденного излучения [17]. Кроме того, из сравнения рассеяния импульса на кубите в основном и в возбужденном состоянии можно было бы выделить ряд отличий, позволяющих с помощью некоторых измерений определять состояние кубита в открытом волноводе.

В разделе 3.2 сделано общее описание рассматриваемой задачи. Расчет проводился в конфигурационном пространстве по методу, схожему с работами [15, 18]. Гамильтониан (4) для системы в конфигурационном пространстве выглядит как:

$$\begin{aligned}
H = \Omega |e\rangle\langle e| - i\nu_g \int_{-\infty}^{+\infty} dx a^\dagger(x) \frac{\partial}{\partial x} a(x) + i\nu_g \int_{-\infty}^{+\infty} dx b^\dagger(x) \frac{\partial}{\partial x} b(x) \\
+ V \int_{-\infty}^{+\infty} dx \delta(x) \left[ (a^\dagger(x) + b^\dagger(x)) \sigma_- + (a(x) + b(x)) \sigma_+ \right].
\end{aligned} \tag{14}$$

Здесь  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака,  $a(x)$  и  $b(x)$  – операторы уничтожения правого и левого фотона в точке  $x$ ,  $V$  – коэффициент связи в пространственной области.

В разделе 3.3 рассмотрен простой случай одного возбуждения, когда фотонный импульс падает на кубит в основном состоянии. Волновая функция такого состояния записывается как:

$$|\Psi(t)\rangle_1 = e(t) e^{-i\Omega t} |e, 0\rangle + \int_{-\infty}^{+\infty} dx f(x, t) a^\dagger(x) |g, 0\rangle + \int_{-\infty}^{+\infty} dx g(x, t) b^\dagger(x) |g, 0\rangle, \tag{15}$$

где  $e(t)$  это амплитуда вероятности возбужденного кубита, а  $f(x, t)$  и  $g(x, t)$  это фотонные амплитуды, соответствующие летящему вправо (влево) фотону в точке  $x$  и кубиту в основном состоянии. Решая уравнение Шредингера для (14) и (15), было найдено общее решение для всех амплитуд вероятности для произвольного падающего поля. Далее представлен анализ для двух конкретных случаев начального поля: падающая на кубит плоская волна в виде:

$$f_0(x - \nu_g t) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_0(x - \nu_g t)}, \tag{16}$$

где  $L$  это длина волновода, а  $\omega_0 = k_0 \nu_g$  это частота плоской волны. Второй вид поля – это гауссов импульс, аналогичный (10), но переведенный в конфигурационное пространство:

$$U_0(x - \nu_g t) = \left( \frac{2}{\pi \Delta_x^2} \right)^{1/4} e^{ik_0(x - \nu_g t)} e^{-\frac{(x + x_0 - \nu_g t)^2}{\Delta_x^2}}, \tag{17}$$

где  $\Delta_x = 2\nu_g / \Delta$  это ширина пакета в пространстве,  $\omega_0 = k_0 \nu_g$  – его частота, а  $x_0$  – начальное положение центрального пика. Результаты, полученные для гауссова импульса, точно совпали с ранее известными [19]. Это позволило нам убедиться в адекватности используемого метода из работы [18], поскольку он был разработан для задачи многофотонных раби колебаний, а не для расчета спектральных характеристик фотонных полей.

В разделе 3.4 рассмотрен случай двух возбуждений, для которого общая волновая функция принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}
|\Psi(t)\rangle_2 = & \int dx \beta_R(x,t) e^{-i\Omega t} a^\dagger(x) |e,0\rangle + \int dx \beta_L(x,t) e^{-i\Omega t} b^\dagger(x) |e,0\rangle \\
& + \iint dx dx' \gamma_{R,R}(x,x',t) a^\dagger(x) a^\dagger(x') |g,0\rangle + \iint dx dx' \gamma_{L,L}(x,x',t) b^\dagger(x) b^\dagger(x') |g,0\rangle \\
& + 2 \iint dx dx' \gamma_{R,L}(x,x',t) a^\dagger(x) b^\dagger(x') |g,0\rangle,
\end{aligned} \quad (18)$$

где  $\beta(x,t)$  это амплитуда вероятности состояния с возбужденным кубитом и одним фотоном, а  $\gamma(x, x', t)$  это амплитуды двух-фотонных состояний. Индексы  $R$  и  $L$  отмечают направление движения фотона, правое или левое. Двойка в последнем слагаемом связана с симметричностью состояний  $RL$  и  $LR$ .

Для данной волновой функции проведен полный расчет амплитуд вероятности, а в качестве начального условия брались фотонные поля в виде (16) и (17), но в этот раз падающие на возбужденный кубит. Полученные результаты сравнивались с выражениями из раздела 3.3.

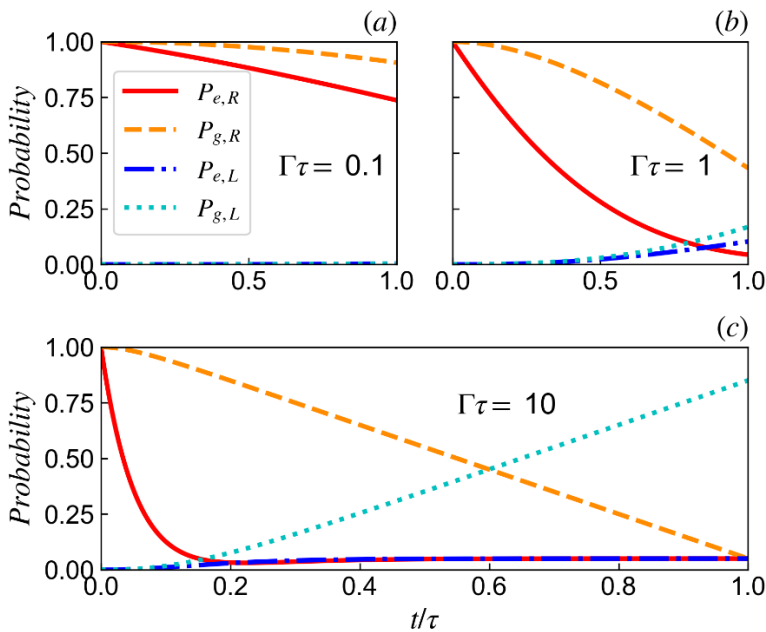
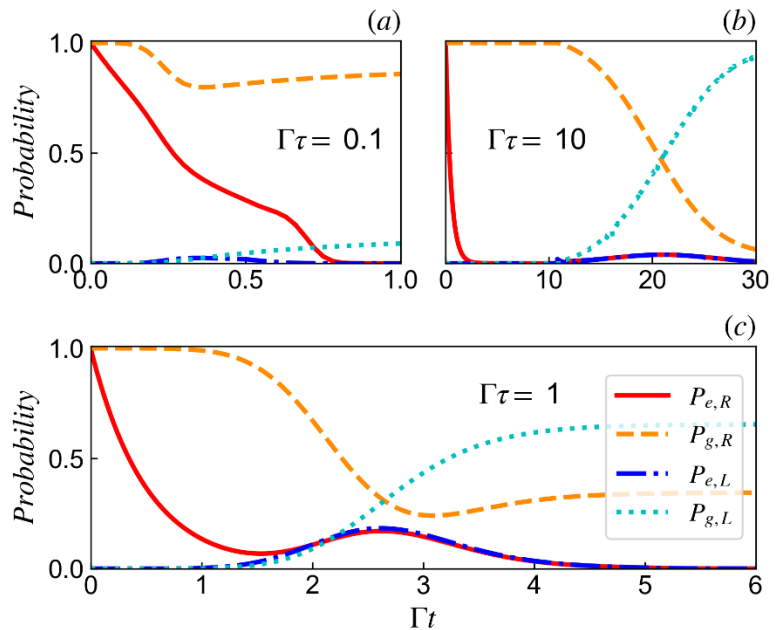


Рисунок 8 – сравнение вероятностей отражения и прохождения фотона при возбужденном кубите (красная и синяя линии) и при кубите в основном состоянии (оранжевая и голубая линии) для падающей плоской волны (16).  $\Gamma$  – скорость распада,  $\tau$  – время, за которое волна проходит волновод. Параметры:  $\omega_0/\Omega = 1$ ,  $\Gamma/\Omega = 0,02$ .

Поскольку мы знаем амплитуды вероятности всех состояний волновых функций (15) и (18), то несложно найти и соответствующие полные вероятности для этих состояний. На рисунках 8 и 9 представлено сравнение вероятностей прохождения и отражения падающего фотона в случаях, когда рассеяние происходит на возбужденном кубите, или на кубите в основном состоянии. Начальное поле на рисунке 8 это плоская волна (16), а на рисунке 9 – гауссов импульс (17). Эти вероятности существенно зависят от безразмерного параметра  $\Gamma\tau$ , который можно интерпретировать как эффективную силу взаимодействия кубита с полем за время взаимодействия: для плоской волны  $\tau$

$= L/v_g$  это время прохождения волной волновода, а для гауссова пакета  $\tau = \Delta_x/v_g$  это время прохождения полной ширины пакета.

Рисунок 9 – сравнение вероятностей отражения и прохождения фотона при возбужденном кубите (красная и синяя линии) и при кубите в основном состоянии (оранжевая и голубая линии) для падающего гауссова пакета (17).  $\Gamma$  – скорость распада,  $\tau$  – время прохождения импульса. Параметры:  $\omega_0/\Omega = 1$ ,  $\Gamma/\Omega = 0,02$ ,  $x_0/\Delta_x = 2$ .



Как видно из рисунка 8, для плоской волны наибольшим отличием обладает случай сильной связи  $\Gamma\tau \gg 1$ . В таком режиме кубит в основном состоянии начинает работать как почти идеальное зеркало и полностью отражать падающий фотон, в то время как возбужденный кубит, наоборот, имеет очень маленькую вероятность отражения. То же верно и для падающего гауссова импульса на рисунке 9, только в этом случае значительная разница в отражении сигнала прослеживается и для промежуточного режима связи  $\Gamma\tau \sim 1$ . В режиме слабой связи  $\Gamma\tau \ll 1$  аналогичное отличие заметно и для проходящего сигнала – в случае возбужденного кубита после прохождения импульса вероятность достаточно быстро затухает до нуля, в то время как в случае кубита в основном состоянии вероятность выходит на высокое стационарное значение.

Чтобы попытаться эффективно определить состояние кубита в открытом волноводе, нужно чтобы время прохождения падающего фотона через весь волновод до точки, где стоит условный детектор, было много больше времени жизни кубита, т.е.  $\tau_{\text{qub}} = 1/\Gamma \gg L/v_g$ . Другими словами, в первую очередь нужно рассматривать случаи когда  $\Gamma\tau \ll 1$ . В случае плоской волны (рис. 8а) имеется небольшое отличие в вероятности детектирования проходящей волны, а в случае падающего гауссова импульса (рис. 9а) – небольшое отличие для отраженной волны и значительная разница для прошедшей волны. Эти отличия

можно использовать для построения методики по определению состояния кубита в открытом волноводе.

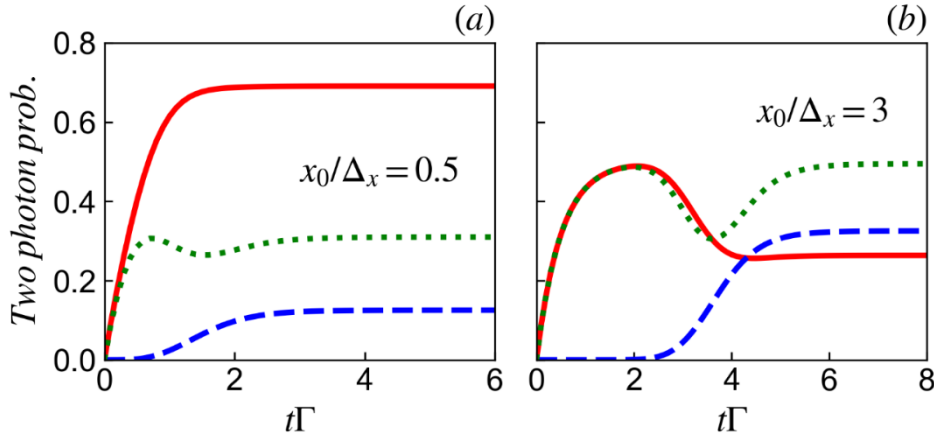
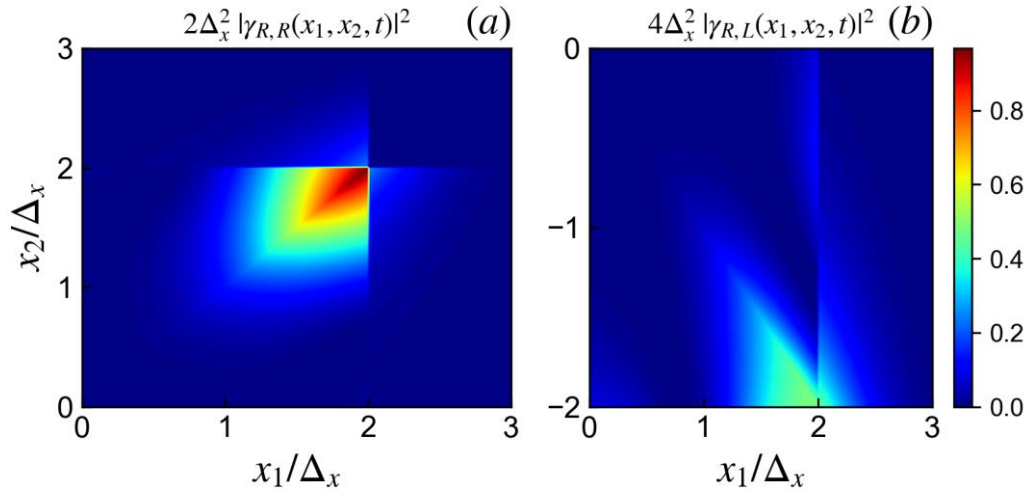


Рисунок 10 – вероятности обнаружить два фотона, движущиеся вправо (красная сплошная линия), влево (синяя пунктирная линия), или в разные стороны (зеленая точечная линия) при рассеянии гауссова импульса на кубите в возбужденном состоянии. (a) Изначально импульс расположен очень близко к кубиту; (b) Импульс расположен относительно далеко; Остальные параметры:  $\omega_0/\Omega = 1$ ,  $\Gamma/\Omega = 0,02$ ,  $\Gamma\tau = 1$ .

Большой интерес представляют вероятности для двух-фотонных состояний из волновой функции (18), поскольку они позволяют исследовать процессы вынужденного излучения в кубитных системах. На рисунке 10 представлен анализ этих вероятностей для двух значений начального положения гауссова пакета – почти вплотную к кубиту, и на некотором расстоянии.

Как видно, при близком расположении падающего импульса, вероятность того, что возбужденный кубит при распаде излучит фотон в том же направлении т.е. вправо, почти вдвое выше, чем вероятность что он излучит в обратном направлении, т.е. влево (красная и зеленая линии на Рис. 10а, соответственно). Это, по сути, есть прямое проявление эффекта индуцированного излучения. Причем, данный эффект сильно зависит от начального положения падающего импульса. На рисунке 10б, когда гауссов пакет расположен относительно далеко от кубита ( $x_0 = 3\Delta_x$ ), вероятность обнаружения двух фотонов, летящих вправо, значительно меньше чем на Рис. 10а (красная линия), а вероятность найти два фотона, летящих в противоположные стороны, даже выше (зеленая точечная линия). Это связано с тем фактом, что за время, которое требуется импульсу чтобы дойти до кубита, он успевает распасться в основное состояние. По этой же причине сильно возрастает вероятность отражения падающего фотона (синяя линия) – как

известно, на резонансе кубит в основном состоянии начинает работать как идеальное зеркало.



*Рисунок 11 – пространственное распределение двух-фотонных полей при рассеянии гауссова импульса на возбужденном кубите: (a) оба фотона движутся вправо; (b) один фотон распространяется вправо, а второй влево. Импульс изначально расположен близко к кубиту,  $x_0 = 0,5 \Delta_x$ , поэтому в момент времени после взаимодействия  $t\Gamma = 2$  наблюдаются явные признаки индуцированного излучения и эффекта группировки фотонов. Остальные параметры:  $\omega_0/\Omega = 1$ ,  $\Gamma/\Omega = 0,02$ ,  $\Gamma\tau = 1$ .*

Поскольку все расчеты велись в конфигурационном пространстве, то для фиксированных моментов во времени также можно рассмотреть плотность вероятности двух-фотонных состояний от координат соответствующих фотонов. На рисунке 11 показана плотность вероятности обнаружения двух фотонов, движущихся вправо (Рис. 11a), и в противоположных направлениях (Рис. 11b). Так как нас больше интересует процесс вынужденного излучения, на этих графиках импульс расположен близко к кубиту ( $x_0 = 0,5 \Delta_x$ ), а момент времени выбран уже после взаимодействия ( $t\Gamma = 2$ ). Интересный эффект, наблюдаемый в таком случае – это то, что при индуцированном излучении оба фотона, движущихся вправо (Рис. 11a), имеют очень близкие значения координат, и образуют некое подобие пространственного кластера. Причем, максимальная амплитуда этого распределения почти вдвое выше, чем для двух фотонов, идущих в разные стороны (Рис. 11b). Данный эффект можно интерпретировать как пространственную группировку фотонов, вызванную индуцированным излучением при рассеянии импульса на возбужденном кубите.

В **Заключении** обобщены основные результаты диссертационной работы. Некоторые вычисления и расчеты вынесены в **Приложения**.

## Основные результаты и выводы

Основные выводы и результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

- С помощью оператора перехода были исследованы сверх-излучательные и суб-излучательные свойства спектров излучения фотонов для двухкубитной системы, связанной с одномерным открытым волноводом. Было получено общее выражение, позволяющее рассчитать спектры излучения для произвольной начальной конфигурации двухкубитной системы. Найдены явные аналитические выражения для спектров фотонного излучения и скоростей затухания излучения для различных исходных двухкубитных конфигураций с одним и двумя возбуждениями. Показано, что форма линий спектров фотонного излучения и скорость затухания излучения, то есть скорость потери энергии, существенно зависят от эффективного расстояния между кубитами  $k_0d$ .

- Предложен и описан метод реконструкции запутанного состояния для системы из двух кубитов. Определение амплитуд вероятности для такого состояния возможно путем измерения скорости спонтанного распада  $\Gamma$  и спектра излучения на резонансной частоте для конкретной системы. Для определения фазы запутанного состояния требуется дополнительно измерить расстояние между двумя кубитами и спектр излучения на смещенной от резонанса частоте.

- Была решена нестационарная задача о рассеянии гауссова импульса на кубитной цепочке. В отличие от известных моделей, наш расчет позволяет обойти приближение, связанное с продлением частоты в отрицательную область, и как следствие позволяет описывать системы кубитов с межкубитными расстояниями  $d \ll \lambda$ .

- Показано, что в случае рассеяния гауссова пакета на кубитной цепочке, формы спектральных линий существенно зависят от расстояния между начальным положением гауссова импульса и первым кубитом в цепочке. Если это расстояние сравнимо или меньше, чем ширина импульса в конфигурационном пространстве, то спектральные линии начинают ощутимо отклоняться от известных результатов, полученных с условием продления кубит-фотонной связи в область отрицательных частот.

- Были получены аналитические выражения для случаев рассеяния произвольного фотонного поля на кубите в основном состоянии (одно возбуждение) и в возбужденном состоянии (два возбуждения). Выполнен сравнительный анализ для двух видов начальных полей – падающей плоской волны и гауссова импульса, из которого следуют значительные отличия в

вероятностях прохождения фотона для кубита в разных состояниях. Данный эффект можно использовать для разработки экспериментальных методик по определению состояния кубита в открытом волноводе.

- Показано, что при рассеянии гауссова пакета на возбужденном кубите имеются явные признаки эффекта индуцированного излучения – вероятность того, что падающий фотон “вынудит” кубит излучить идентичный фотон в том же направлении, как минимум в два раза выше, чем прочие вероятности. Кроме того, при анализе двух-фотонных состояний был обнаружен эффект пространственной группировки фотонов, когда они локализируются в пространстве и образуют единый кластер. Оба этих эффекта проявляются для импульса, изначально расположенного вблизи кубита, и с его отдалением становятся менее выраженными.

Большинство выводов и теоретических формул диссертационной работы записано в общем виде без указания на конкретную физическую реализацию рассматриваемых систем, и таким образом может применяться не только для описания сверхпроводниковых кубитов в системах квантовой электродинамики на чипе (circuit QED), но и для других кубитных систем в одномерном пространстве (например, квантовые точки в наноплазмонных волноводах и др.).

Разработанные в данной диссертации нестационарные методы решения задач о транспорте фотонов через одно- и двух-кубитные системы естественным образом обобщаются на большее число кубитов, что является перспективной темой исследований для дальнейшей работы. Кроме того, значительный интерес представляет рассмотрение схожих задач, но для трех-уровневых систем (атомов), для которых процессы рассеяния и спонтанного распада в одномерном непрерывном волноводе имеют широкие перспективы применения как в теоретической, так и экспериментальной работе.

## Список публикаций автора по теме диссертации

### *Публикации в реферируемых журналах:*

- A1. Single-photon stimulated emission in waveguide quantum electrodynamics / O. A. Chuikin, Ya. S. Greenberg, A. A. Shtygashev, A. G. Moiseev // European Physical Journal B – 2024. – Vol. 97. – Art. 159.
- A2. Dynamical theory of single-photon transport through a qubit chain coupled to a one-dimensional nanophotonic waveguide / Ya. S. Greenberg, O. A. Chuikin, A. A. Shtygashev, A. G. Moiseev // Physica Scripta – 2024. – Vol. 99. – Art. 095119.
- A3. Superradiant emission spectra of a two-qubit system in circuit quantum electrodynamics / Ya. S. Greenberg, O. A. Chuikin // European Physical Journal B – 2022. – Vol. 95. – art. 151.
- A4. Затухание вакуумных Раби осцилляций в двухкубитной структуре в высокодобротном резонаторе / О. А. Чуйкин, Я. С. Гринберг, А. А. Штыгашев // Физика Твёрдого тела. – 2020. – Т. 62, вып. 9, С. 1408–1415.

### *В сборниках трудов конференций:*

- A5. Вакуумные Раби осцилляции в двухкубитной структуре / О. А. Чуйкин, Я. С. Гринберг, А. А. Штыгашев // Нанofизика и Нанoeлектроника: Труды XXIV международного симпозиума, Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г. В 2 т. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2020. – Том 1. – С. 134-135.
- A6. Спонтанный распад индивидуальных атомов в многокубитной системе / О. А. Чуйкин, Я. С. Гринберг // Нанofизика и Нанoeлектроника: Труды XXV международного симпозиума, Нижний Новгород, 9–12 марта 2021 г. В 2 т. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2021. – Том 1. – С. 42-43.
- A7. Расчет корреляционных спектров при излучении кубитов в открытом волноводе / О. А. Чуйкин, Я. С. Гринберг // Нанofизика и Нанoeлектроника: Труды XXVI международного симпозиума, Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 г. В 2 т. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2022. – Том 1. – С. 157-158.
- A8. Реконструкция запутанного состояния двух кубитов с помощью измерения спектра излучения / О. А. Чуйкин, Я. С. Гринберг // Нанofизика и Нанoeлектроника: Труды XXVII международного симпозиума, Нижний Новгород, 13–16 марта 2023 г. В 2 т. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2023. – Том 1. – С.

125-126.

- A9. Динамическая теория рассеяния гауссова однофотонного импульса на кубитной цепочке / Я. С. Гринберг, О. А. Чуйкин, А. А. Штыгашев, А. Г. Моисеев // 17 всероссийская научная конференция “Физика ультрахолодных атомов” (ФУХА-2023) : тезисы докладов, Новосибирск, 18-20 декабря 2023 г. С. 58. - ISBN: 978-5-85957-211-3.
- A10. Динамическая теория однофотонного транспорта в одномерном волноводе / Я. С. Гринберг, О. А. Чуйкин, А. А. Штыгашев, А. Г. Моисеев // Наноп физика и Нанoeлектроника: Труды XXVIII международного симпозиума, Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г. В 2 т. – Нижний Новгород : Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2024. – Том 1. – С. 38-39.
- A11 Однофотонное индуцированное излучение в системе кубит-волновод / О. А. Чуйкин, Я. С. Гринберг, А. А. Штыгашев, А. Г. Моисеев // 18 всероссийская научная конференция “Физика ультрахолодных атомов” (ФУХА-2024) : тезисы докладов, Новосибирск, 16-18 декабря 2024 г. С.53. - ISBN: 978-5-85957-226-7.
- A12 Квантовые корреляции фотонных амплитуд в одномерной квантовой электродинамике / Я. С. Гринберг, О. А. Чуйкин, А. Г. Моисеев, А. А. Штыгашев // 18 всероссийская научная конференция “Физика ультрахолодных атомов” (ФУХА-2024) : тезисы докладов, Новосибирск, 16-18 декабря 2024 г. С.3. - ISBN: 978-5-85957-226-7.
- A13 Квантовые корреляции фотонных полей в квантовой электродинамике одномерных волноводных структур / Я. С. Гринберг, О. А. Чуйкин, А. А. Штыгашев, А. Г. Моисеев // Наноп физика и Нанoeлектроника : Труды XXIX международного симпозиума, Нижний Новгород, 10–14 марта 2025 г. – Нижний Новгород : Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2025. – С. 34.

## Цитированная литература

1. Нильсен, М. Квантовые вычисления и квантовая информация / М. Нильсен, И. Чанг - Пер. с англ. – М: Мир, 2006 г. – 824 с.
2. Fedorov, A. K. Quantum computing at the quantum advantage threshold: a down-to-business review [Электронный ресурс] / A. K. Fedorov, N. Gisin, S. M. Belousov, A. I. Lvovsky // arXiv:2203.17181 - 2022.
3. Gu, X. Microwave photonics with superconducting quantum circuits / X. Gu, A. F. Kockum, A. Miranowicz, Yu-xi Liu and F. Nori // Phys. Rep. - 2017. – V. 718-719. – pp. 1-102.
4. Buluta, I. Natural and artificial atoms for quantum computation / I. Buluta, S. Ashhab and F. Nori // Rep. Prog. Phys. - 2011. – V. 74. – Art. 104401.
5. Blais, A. Circuit quantum electrodynamics / A. Blais, A. L. Grimsmo, S. M. Girvin, and A. Wallraff // Rev. Mod. Phys. – 2021. – V. 93. – Art. 025005.
6. Clarke, J. Superconducting quantum bits / J. Clarke, F. K. Wilhelm // Nature – 2008. – V. 453. – Art. 1031.
7. Kjaergaard, M. Superconducting qubits: current state of play / M. Kjaergaard, M. E. Schwartz, J. Braumuller, P. Krantz, Joel I.-J. Wang, S. Gustavsson, and W. D. Oliver // Ann. Rev. Condensed Matter Phys. – 2020. – V. 11. – pp. 369-395.
8. Chatterjee, A. Semiconductor qubits in practice / A. Chatterjee, P. Stevenson, S. De Franceschi, A. Morello, N. P. de Leon, F. Kuemmeth // Nature Reviews Physics – 2021. – V. 3 – P. 157.
9. Sheremet, A. S. Waveguide quantum electrodynamics: Collective radiance and photon-photon correlations / A. S. Sheremet, M. I. Petrov, I. V. Iorsh, A. V. Poshakinskiy, and A. N. Poddubny // Rev. Mod. Phys. – 2023. – V. 95. – Art. 015002.
10. Lehmberg, R. H. Transition operators in radiative damping theory / R. H. Lehmberg // Phys. Rev. – 1969. – V. 181. – N. 1. – pp. 32-38.
11. Blow, K. J. Continuum fields in quantum optics / K. J. Blow, R. Loudon, and S. J. D. Phoenix // Phys. Rev. A – 1990. – V. 42, - N. 7. - pp. 4102-4114.
12. Макаров, А. А. Спонтанный распад в системе из двух пространственно-разнесенных атомов (одномерный случай) / А. А. Макаров, В. С. Летохов // ЖЭТФ – 2003. – том 124. – вып. 4(10). – стр. 766-780.
13. van Loo, A. F. Photon-mediated interactions between distant artificial atoms / A. F. van Loo, A. Fedorov, K. Lalumiere, B. C. Sanders, A. Blais, A. Wallraff // Science – 2013. – V. 342. – P. 1494.
14. Mlynek, J. A. Observation of Dicke superradiance for two artificial atoms in a

- cavity with high decay rate / J. A. Mlynek, A. A. Abdumalikov, C. Eichler and A. Wallraff // Nat. Comm. – 2014. – V. 5. -P. 5186.
15. Shen, J.-T. Theory of single-photon transport in a single-mode waveguide. I. Coupling to a cavity containing a two-level atom / J.-T. Shen and S. Fan // Phys. Rev. A – 2009. – V. 79. – Art. 023837.
  16. Liao, Z. Photon transport in a one-dimensional nanophotonic waveguide QED system / Z. Liao, X. Zeng, H. Nha, and M. S. Zubairy // Phys. Scr. – 2016. – V. 91. – Art. 063004.
  17. Rephaeli, E. Stimulated emission from a single excited atom in a waveguide / E. Rephaeli and S. Fan // Phys. Rev. Lett. – 2012. – V. 108. – Art. 143602.
  18. Mukhopadhyay, D. Quantum Multiphoton Rabi Oscillations in Waveguide QED / D. Mukhopadhyay & J.-T. Shen // New J. Phys. – 2024. – V. 26. – Art. 103026.
  19. Chen, Y. Coherent single-photon absorption by single emitters coupled to one-dimensional nanophotonic waveguides / Y. Chen, M. Wubs, J. Mork, and A. F. Koendrink // New J. Phys. – 2011. – V. 13. – Art. 103010.