

На правах рукописи



A handwritten signature in black ink, appearing to read "Дмитриев Алексей Юрьевич".

Дмитриев Алексей Юрьевич

**Исследование нелинейных и квантово-оптических эффектов
при рассеянии света на сверхпроводниковом кубите в
одномерном пространстве**

Специальность 01.04.07 –
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Долгопрудный — 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)».

Научный руководитель: **кандидат физико-математических наук, профессор Астафьев Олег Владимирович**

Официальные оппоненты: **Устинов Алексей Викторович,**
доктор физ.-мат. наук,
Московский институт стали и сплавов (МИСиС),
профессор, заведующий лабораторией сверхпроводящих метаматериалов

Махлин Юрий Генрихович,
Член-корр. РАН, доктор физ.-мат. наук,
ИТФ им. Ландау,
Ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»

Защита состоится 31 декабря 2018 г. в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д212.156.06 при Московском Физико-Техническом Институте по адресу: МО, г.Долгопрудный, Институтский пер., 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Московского Физико-Технического Института и по адресу:
<https://mipt.ru/education/post-graduate/D212-156-06/candidates.php>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: МО, г.Долгопрудный, Институтский пер., 9, ученному секретарю диссертационного совета Д212.156.06.

Автореферат разослан 01 июня 2018 года.
Телефон для справок: +7 (916) 400-73-42.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д212.156.06,
к.ф-м.н.

Гец Артем Викторович

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Макроскопические сверхпроводящие квантовые цепи (СКЦ) — одна из наиболее активно развивающихся областей современной экспериментальной квантовой физики. Временем её непосредственного зарождения можно считать 1999–2001 гг., когда в нескольких пионерских работах [1–4] была показана возможность создания макроскопических когерентных квантовых объектов на основе сверхпроводников и возможность приготовления и контроля квантовых состояний таких систем. Интерес к таким системам вырос чрезвычайно быстро: ученые поняли, что на основе СКЦ принципиально возможно построить устройства, выполняющие квантовые операции, а значит, создать квантовый процессор. За 15 с небольшим лет мировым физическим сообществом проделана огромная как теоретическая, так и экспериментальная работа для реализации квантовых вычислений и демонстрации квантовых алгоритмов при помощи устройств на базе СКЦ. Поэтому в дальнейшем будем употреблять для таких схем термин «кубит», подразумевая квантовую цепь, хотя и не обязательно обладающую лишь двумя квантовыми уровнями (там, где это может привести к путанице, будут даваться соответствующие разъяснения). Кратко перечислим полученные мировым научным сообществом результаты:

1. Разработан универсальный формализм [5] квантования произвольного кубита, позволяющий как рассчитать энергетический спектр квантовой системы, так и учесть эффекты внешнего воздействия на нее.
2. Продемонстрировано, что одиночный кубит можно связать с электромагнитным полем в т.н. *режиме сильной связи*, когда связь g между кубитом и резонатором во много раз превышает скорости всех возможных каналов распада квантового состояния как в кубите (релаксация, дефазировка), так и в резонаторе. Работа, выполненная в Йельском университете [6], открыла новый этап в развитии СКЦ. Разработан теоретический подход [7], описывающий взаимодействие кубита на чипе и квантованной моды поля, например, в копланарном резонаторе, расположенному на том же чипе и связанном с кубитом через общие электрические элементы — емкости и индуктивности. Поскольку многое было заимствовано из т.н. квантовой электродинамики резонаторных полостей (англ. *cavity-QED*), то данная теоретическая модель по аналогии носит название квантовой электродинамики цепей (англ. *circuit-QED*, или сQED). Она описывает все основные эффекты взаимодействия микроволнового поля и кубита, играющего роль «*искусственного атома*».
3. Развиты методики изготовления кубитов [8; 9], приготовления и считывания квантовых состояний. Экспериментально изучены несколько различных типов сверхпроводниковых кубитов, и определены схемы, наиболее перспективные для достижения больших времен релаксации и дефазировки состояний кубита. Времена T_1 и T_2 выросли на

5 порядков: от 10^{-8} с для первых образцов [10] до $10^{-4} \div 10^{-3}$ с для современных образцов [11; 12]. Более того, в последние 5-7 лет сформировалась интересная тенденция, получившая имя *закон Шёлкопфа* [13; 14], по аналогии с известным законом Мура в кремниевой электронике: максимальные достижимые времена T_1 и T_2 кубитов растут с течением времени по показательному закону. Детально изучены основные факторы, приводящие к релаксации и дефазировке в сверхпроводниковых кубитах, а именно: двухуровневые системы и свободные спины в подложке, квазичастицы, качество интерфейса «металл-подложка» [15; 16].

4. Реализованы всевозможные типы одно- и двухкубитных [17] операций, изобретены и реализованы различные экспериментальные техники для оптимизации качества гейтов [18–20]. В результате, у ведущих научных групп ошибки в среднем не превышают 0.5% для однокубитных гейтов, 1–2% для двухкубитных гейтов (в зависимости от реализации гейтов, типа и числа кубитов на чипе)
5. Разработаны и реализованы нелинейные параметрические усилители на основе туннельных контактов с квантовым уровнем шума [21; 22], что позволяет проводить единовременное считывание (англ. *single-shot readout*, [23]) состояния кубита (проецирующее σ_z -измерение) с точностью более 95%.

Данный список можно продолжать и далее, но остановимся на главном. Перечисленные успехи позволяют рассуждать о возможном создании полно-масштабных универсальных квантовых вычислительных устройств на базе СКЦ, демонстрирующих квантовое превосходство (англ. *quantum supremacy*), и именно к этой цели в настоящий момент направлены проекты больших исследовательских групп при корпорациях *Google*, *IBM* и *Intel*, а также ряд других проектов некоторых частных компаний (напр., *Rigetti Inc.*). Эта деятельность сопровождается огромным количеством интересных научных результатов в области фундаментальной сверхпроводимости, квантовой электродинамики цепей, и даже образованием новых научных областей, как например, физика квантовых сверхпроводящих метаматериалов [24–26], фотоника в микроволновом диапазоне [27–29] и нелинейная квантовая оптика, где в качестве среды выступают одиночные кубиты или небольшие массивы кубитов. Последние две области особенно интересны, так как используя контроль состояний одиночных искусственных атомов, можно изучать очень интересные режимы генерации, поглощения и рассеяния света [30–32], которые труднодоступны как при изучении света в оптическом диапазоне, взаимодействующего с «природными» атомами, так и при использовании ридберговских состояний атомов, в которых они обладают большим дипольным моментом и хорошо взаимодействуют с микроволновым излучением. В частности, результаты, полученные автором и описываемые в рамках данной диссертации, относятся именно к области нелинейной микроволновой квантовой оптики. Суммируя все вышеперечисленное,

можно сделать вывод о значительной актуальности научных исследований в области сверхпроводниковых квантовых систем, и в частности, тех работ, о которых пойдет речь в данной диссертации.

В данной работе изучается одиночный сверхпроводящий искусственный атом (кубит), сильно связанный с континуумом полевых мод в открытым пространстве — копланарном волноводе на чипе. Особенность этой системы в том, что дипольная связь кубита с линией оказывается столь большой, что скорость излучательной релаксации значительно превышает все другие (безызлучательные) каналы распада и дефазировку.

Основной целью данной работы является экспериментальное изучение процессов трех- и четырехволнового смешения распространяющегося микроволнового света на одиночном искусственном атоме, сильно связанном с внешним пространством, а также обнаружение и изучение специфических особенностей этих процессов, обусловленных присутствием квантового объекта в качестве рассеивателя.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Теоретический расчет, проектирование и изготовление образцов одиночных сверхпроводниковых кубитов, связанных с открытым полупространством — копланарной линией на чипе.
2. Разработка и сборка различных типов экспериментальных схем на микроволновых компонентах, необходимых для измерения кубитов в криостате растворения и обеспечивающих правильную работу кубитов.
3. Проведение измерений спектров кубитов, измерение параметров связи, времен релаксации и дефазировки с использованием импульсных техник измерений.
4. Выработка концепции и реализация эксперимента по рассеянию микроволн нескольких частот на двухуровневой системе, наблюдение компонент четырехволнового смешения на кубите. Анализ и описание полученных результатов.
5. Исследование спектра когерентного излучения, рассеянного циклической трехуровневой системой (со схемой уровней типа Δ). Наблюдение трехволнового смешивания, его теоретическое описание.

Методология и методы исследования. При изготовлении образцов использовались стандартные процессы нанофабрикации. Для изготовления структур с размерами от 2 мкм и более использовалась лазерная литография, для изготовления кубитов с размерами структурных элементов менее 200 нм — электронная литография. Кубит формировался методом двухуглового теневого напыления через предварительно проявленную маску. Сборка измерительных схем проводилась в соответствии с общепринятыми принципами низкотемпературных микроволновых измерений, позволяющими изолировать структуры от теплового шума и усиливать рассеянный сигнал, по мощности близкий к

однофотонному. Измерения проводились при помощи векторного анализатора цепей и спектрального анализатора. Проведение измерений автоматизировалось при помощи драйверов и измерительных скриптов, разработанных при помощи высокоуровневого языка Python в среде разработки Jupyter Notebook и позволяющих управлять приборами, получать, обрабатывать и визуализировать экспериментальные данные (библиотеки `pyvisa`, `numpy`, `matplotlib` и др.), а также производить как аналитические, так и численные расчеты (библиотеки `sympy` и `qutip`). Для некоторых расчетов использовался пакет Wolfram Mathematica.

Научная новизна работы.

1. Впервые продемонстрирован эффект четырёхвольнового смешивания при рассеянии двух резонансных мод на одиночном потоковом кубите, сильно связанном с континуумом электромагнитных мод в копланарной линии. Показано наличие побочных спектральных компонент в составе когерентного излучения, рассеянного кубитом.
2. Получена аналитическая формула для расчета спектральной интенсивности боковых компонент, возникающих при смешивании волн произвольного порядка. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.
3. Впервые изучен процесс смешивания двух коротких микроволновых импульсов на кубите и продемонстрированы появление Бесселевских Раби-осцилляций (см. ниже).
4. Впервые продемонстрировано смешивание квантового состояния поля в первой из мод, образующегося за счет излучения кубита из предварительно приготовленного состояния суперпозиции, и классического состояния поля во второй из мод, сформированного электромагнитным импульсом - т.н. *квантовое смешивание волн*.
5. Впервые показано трехвольновое смешивание при рассеянии резонансных сигналов на одиночном трехуровневом искусственном атоме, уровни которого образуют Δ -систему.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При облучении кубита частоты ω_0 , сильно связанного с одномерным пространством, двумя непрерывными сигналами частот $\omega_+ = \omega_0 + \delta$ и $\omega_- = \omega_0 - \delta$, находящимися в резонансе с кубитом ($\omega_-, \omega_- \ll \Gamma_1$), в спектре когерентно рассеянного излучения возникают «боковые» (по аналогии с англ. *sideband*, далее без кавычек) компоненты с частотами $\omega_{\pm(2k+1)} = \pm(k+1)\omega_{\pm} \mp k\omega_{\mp}$, где k – целое положительное число.
2. Появление боковых компонент и их спектральную интенсивность компонент можно объяснить процессами нелинейного смешивания первоначальных сигналов при рассеянии на кубите, играющем роль нелинейной оптической среды. Также этот эффект можно интерпретировать в терминах многофотонного рассеяния с участием $2k + 2$ фотонов.

3. При облучении кубита двумя короткими импульсами с частотами ω_+ и ω_- , амплитуды которых одинаковы и равны Ω , а длительности t значительно меньше чем T_1, T_2 кубита, временная динамика системы вкупе с эффектом нелинейного смешивания приводят к появлению Бесселевских Раби-осцилляций в боковых частотных компонентах: спектральная интенсивность компоненты с частотой $\omega_{\pm(2k+1)}$ имеет зависимость вида $I \propto J_{2k+1}^2(2\Omega t)$, где J – функция Бесселя 1-го рода.
4. При введении задержки импульсов с частотой ω_- относительно импульсов с частотой ω_+ характер спектра кардинально меняется: вместо большого числа боковых компонент возникает лишь одна из них: $\omega_{-3} = 2\omega_- - \omega_+$. Это объясняется фотонной статистикой состояний света в моде ω_+ : из-за переизлучения света двухуровневой системой в этом состоянии не может быть более 1 фотона, и нелинейные процессы высшего порядка оказываются запрещенными. Похожая картина возникает при рассеянии света на трехуровневой системе, так как состояние с 2-мя фотонами «допускает» большее количество многофотонных процессов. Спектры подобного вида также получены при помощи численного решения уравнений Максвелла-Блоха для меняющегося во времени гамильтонiana.
5. При рассеянии двух резонансных микроволновых сигналов на трёхуровневой Δ -системе возникает трехволновое смешивание. Динамика интенсивности третьей компоненты, появляющейся за счет смешения, описывается решением уравнений Максвелла-Блоха для данной системы.

Достоверность полученных результатов обеспечивается соответствием между аналитическими и численными расчетами и экспериментальными данными. Данное соответствие имеет место для всех всем положений, выносимым на защиту.

Апробация работы. Основные результаты работы представлялись на различных международных конференциях, семинарах и воркшопах, например: Workshop on Physics and Applications of Superconductivity, Кембриджский Университет, Великобритания; Quantum Simulation and Computation Summer School, Гётеборг, Швеция; Мезоскопические структуры в фундаментальных и прикладных исследованиях, Новосибирск, Россия; Superconducting Hybrid Nanostructures: Physics and Applications, Долгопрудный, Россия; Quantum Coherent Phenomena at Nanoscale, Петровац, Черногория; Superconductor-based sensors and quantum technologies, Москва, Россия; 2nd International Conference on Quantum Physics and Quantum Technology, Берлин, Германия; 4th International conference on quantum technologies, Москва, Россия; 20th International Seminar «Superconducting Quantum Circuits», Ишгль, Австрия; 1-я и 2-я всероссийская школа по квантовым технологиям, Сочи, Россия (I место в конкурсе постерных докладов); The International Conference on Superconducting Quantum

Technologies, Москва, Россия и др. Результаты также неоднократно докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории искусственных квантовых систем МФТИ.

Личный вклад. Автор принимал активное участие в постановке задач, фабрикации образцов, проведении экспериментов, обработке данных и интерпретации результатов. Все заявленные результаты получены либо лично автором диссертации, либо при непосредственном участии автора.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 публикациях, 4 из которых изданы в журналах, индексируемых в системе Web of Science, 3 – в сборниках трудов международных научных конференций.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится краткий обзор достижений в рамках изучаемой области, формулируется цель, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

В Главе 1 изложены некоторые общезвестные вопросы сверхпроводимости, физики сверхпроводящих кубитов и квантовой оптики. Это необходимо для того, чтобы: а) познакомить читателя с современным состоянием данных областей экспериментальной физики; б) показать, как можно использовать сверхпроводящие кубиты для демонстрации квантооптических эффектов; в) сформулировать решаемые в диссертации проблемы и обосновать предлагаемые эксперименты, результаты которых будут излагаться в последующих главах. При рассмотрении вопросов автор обширно опирается на имеющуюся по данным вопросам начную литературу, но при этом материал носит фрагментарный характер и не претендует на обширное изложение данных областей.

Раздел 1.1 посвящен общим вопросам физики сверхпроводимости. Внимание акцентируется на глобальной фазовой когерентности электронов в сверхпроводнике, электромагнитных свойствах сверхпроводников, также описывается эффект Джозефсона. Сверхпроводимость во многих металлах хорошо описывается теорией БКШ, согласно которой, электроны в состоянии сверхпроводимости образуют т.н. *куперовские пары*. Они являются бозонами и поэтому при понижении температуры ниже некоторого значения T_c , называемого критической температурой, образуют Бозе-конденсат, т.е. находятся в одном и том же квантовом состоянии с волновой функцией $\Psi_0 = |\Psi_0|e^{i\varphi}$, которое будет основным для данной системы пар. Для перехода в возбужденное состояние необходимо разорвать пару, породив две квазичастицы и затратив энергию $2\Delta = 3.52k_bT_c$, которая поэтому называется *энергетической щелью*. Таким образом, если $T \ll T_c$, то конденсат пар достаточно сложно вывести из основного состояния, в сверхпроводнике практически отсутствуют квазичастицы,

и диссипации энергии (текущего электрического тока, например) не происходит. По этим причинам — глобальная фазовая когерентность и отсутствие низкоэнергетических возбуждений — глобальная фаза φ волновой функции сверхпроводника будет являться независимой коллективной степенью свободы (координатой) для системы, что принципиально не имеет места в нормальном проводнике, даже в идеальном случае отсутствия диссипации. Далее кратко описываются электромагнитные свойства тонких сверхпроводящих пленок, играющие ключевую роль в правильной работе квантовых схем. Отдельно рассмотрен эффект Джозефсона, описана простейшая RCSJ-модель, описывающая физику туннельного SIS-контакта. В частности, подробно описываются квантовые интерферометры различного типа — СКВИД на постоянном токе и вЧ-СКВИД, делается акцент на способах их использования при проектировании квантовых цепей. Подробно обсуждается эффект квантования магнитного потока в замкнутом сверхпроводящем контуре, выводится фазо-потоковое соотношение в случае наличия туннельных контактов в контуре.

В **Разделе 1.2** излагается формализм квантования электрических цепей, впервые предложенный в работе [5]. В качестве вступления к теме, записаны лагранжиан, гамильтониан электромагнитного сверхпроводящего LC -контура. Далее, через проведение аналогий с механическими системами показано, что безразмерные заряд конденсатора $\hat{n} = \hat{q}/2e$ и поток через индуктивность $\hat{\varphi} = 2\pi\hat{\Phi}/\Phi_0$ являются сопряженными переменными: $[\hat{\varphi}, \hat{n}] = i\hbar$. Это позволяет выполнить процедуру квантования. Далее рассматривается случай произвольной электрической цепи, состоящей из сверхпроводящих островов с фазами φ_i и зарядами n_i , которые связаны некоторыми элементами: индуктивностями L_{ij} , ёмкостями C_{ij} , джозефсоновскими переходами E_{ij}^J . Выделена уникальная особенность джозефсоновских элементов, фактически представляющими из себя сильно нелинейную бездиссипативную индуктивность и потому принципиально необходимых для получения более интересных квантовых систем, чем простой гармонический осциллятор. Детально описывается, как выбрать независимые переменные для лагранжиана, учесть внешние заряды или потоки. Вводится понятие т.н. *остовного дерева* (англ. *spanning tree*), которое позволяет выбрать независимые степени свободы системы, а остальные выразить через них. Используя полученные в разд. 1.1 коммутационные соотношения, описывается общий способ получения энергетического спектра квантовой цепи, как в фазовом, так и в зарядовом базисе. Также описывается, как с помощью применения теоремы Тевенина-Нортонна можно упростить схему цепи и, в некоторых случаях, уменьшить число степеней свободы.

В **Разделе 1.3** рассматриваются основные типы используемых сверхпроводящих кубитов. Излагается процедура двухуровневого приближения — упрощенного описания квантовой системы, учитывающего наличие только двух (в общем случае, n) квантовых состояний $|g\rangle, |e\rangle$ с наименьшими значениями энергий — то есть, другими словами, описание кубита. Если предположить,

что собственные энергии этих состояний E_g , E_e сильно отличаются от остальных уровней: $E_f - E_e \gg E_e - E_g \equiv \Delta$, то такое приближение может описывать динамику системы при определенных ограничениях. Вводятся операторы $\sigma_g = |g\rangle\langle g|$ и $\sigma_e = |e\rangle\langle e|$, и гамильтониан можно записать в виде: $H_q = E_g\sigma_g + E_e\sigma_e$, что с точностью до константы дает $H_q = \frac{1}{2}\Delta\sigma_z$, где $\sigma_z = \sigma_e - \sigma_g$. Затем проводится квантование зарядового кубита, состоящего из сверхпроводниково-го острова с подключенным к нему джозефсоновским переходом, потокового кубита, представляющего собой петлю с тремя джозефсоновскими контактами, а также высокочастотного СКВИДа в квантовом режиме. Обсуждаются зависимости спектров от зарядовой энергии E_C , джозефсоновской энергии E_J , масштабного коэффициента α (для потокового кубита). Описывается связь кубита к внешнему электрическому или магнитному полю, выводятся формулы для коэффициентов связи кубита. Обсуждается чувствительность различных типов кубитов к зарядовому и потоковому шуму.

Раздел 1.4 излагает некоторые сведения из квантовой и нелинейной оптики, в дальнейшем используемые при представлении оригинальных результатов диссертации. Выводится оператор электромагнитного поля, сосредоточенного в резонаторе. Дается определение когерентных и фоковских состояний электромагнитного поля, выводятся их основные свойства. Обсуждается переход к непрерывному распределению мод, проводится квантование копланарной линии. Рассматривается вопрос излучения, распространения в открытом пространстве и поглощения одиночных фотонов, дается краткое введение в теорию квантовых измерений, в частности, рассматриваются различные типы детектирования электромагнитного поля: детектирование мощности, или среднего числа фотонов $\bar{n} = \langle a^\dagger a \rangle$, и линейное детектирование сигнала $E \propto \langle a + a^\dagger \rangle$. В рамках нелинейной оптики рассматриваются параметрические процессы в нелинейных средах, дается их краткая характеристика. Также дается введение в нелинейную и квантовую микроволновую оптику: рассматриваются основные концепции данной научной области, выделяются принципиальные отличия от квантовой оптики в других физических системах, приводится обзор наиболее интересных работ в этой области.

Завершающий абзац Главы 1, основываясь на изложенном выше материале, еще раз очерчивает круг задач, решаемых автором в рамках диссертационной работы.

Глава 2 посвящена расчету, изготовлению и характеризации потоковых кубитов, сильно связанных с континуумом электромагнитных мод, заключенных в копланарном волноводе.

Раздел 2.1 описывает процесс проектирования экспериментальных образцов. Для проведения экспериментов по нелинейному рассеянию света требовалось изготовить «искусственный атом» — двухуровневую систему, сильно связанную с внешним микроволновым излучением, свободно распространяющимся в пространстве.

В качестве атома было решено использовать потоковый кубит. Этот выбор определяется тем, что структура потенциальной (фазовой) энергии потокового кубита такова, что два нижних состояния $|g\rangle$ и $|e\rangle$ локализованы в двух близко расположенных и неглубоких потенциальных ямах, и высота барьера между этими ямами зависит от параметра α , в частности, при $\alpha = 0.5$ барьер исчезает полностью. Уровень $|f\rangle$ и следующие состояния лежат гораздо выше по энергии. Это приводит к тому, что в точке вырождения по потоку $E_{ge} \sim 5\text{-}10$ ГГц, а $E_{ef} \approx 20$ ГГц, то есть, для генерируемых приборами управляющих импульсов длительностью более чем 1 нс влиянием верхних уровней на заселенности состояний $|g\rangle$ и $|e\rangle$ можно пренебречь.

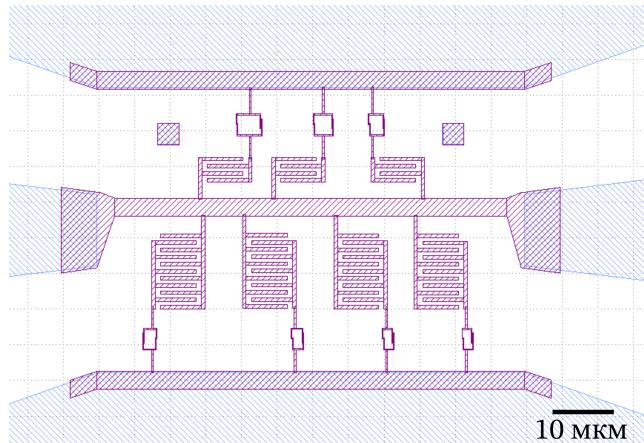


Рис. 1 — Дизайн потоковых кубитов, емкостно связанных с копланарной линией. Параметр $\alpha = 0.36, 0.45$, площади петель от 5 до 40 $\mu\text{м}^2$, связывающие емкости $C_c = 2.2, 6.4$ фФ

Для последующей фабрикации были рассчитаны и отрисованы дизайны экспериментальные образцов: дизайн на рис. 2 реализует режим прямой связи (англ. *direct coupling*), а дизайн образца на рис. 1 — режим параллельной связи (англ. *side coupling*) кубита к излучению, однако, это различие не оказывает непосредственного влияния на спектры кубитов. Спроектированные дизайны содержат кубиты с 4-мя джозефсоновскими переходами, три из которых имеют одинаковую площадь 200×800 нм, а еще один переход в $\alpha \approx 0.4$ раз меньше остальных. В этих схемах, кубит связывается с электромагнитным полем, распространяющимся в копланарном волноводе, посредством связывающей емкости $C_c = 2.2\text{-}6.4$ фФ, которая также оказывает шунтирующий эффект, необходимый для уменьшения чувствительности потокового кубита как к потоковым, так и зарядовым шумам.

Шунтирование α -перехода, добавляясь к внутренней емкости перехода $C_j = 2\text{-}3$ фФ, уменьшает зарядовую энергию. Это необходимо для того,

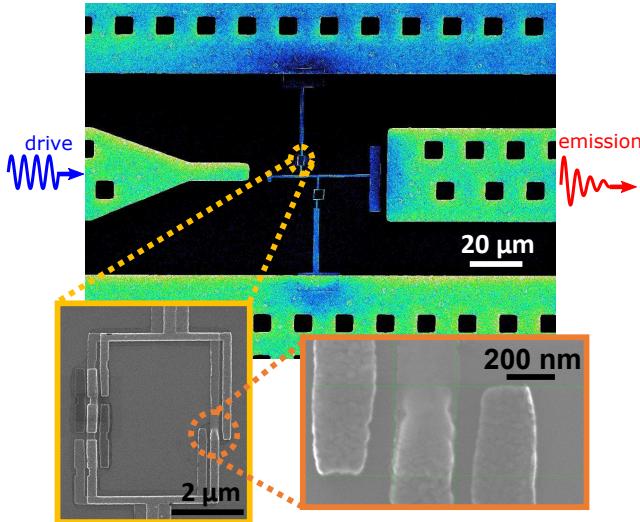


Рис. 2 – Дизайн потоковых кубитов, емкостно связанных с копланарной линией по способу прямой связи. Параметр $\alpha = 0.36, 0.45$, площади петель от 5 до 40 мкм², связывающие емкости $C_c, C_e = 0.5, 5.5$ фФ

чтоб при тех же частотах кубита иметь возможность уменьшить джозефсонские энергии переходов, что приведет к меньшей чувствительности кубита к магнитному полю и, соответственно, к шуму магнитного потока, что при прочих равных условиях может увеличить время когерентности.. Влияние емкостного шунта на потоковые кубиты детально исследовано в работе [33], как теоретически, так и экспериментально. При существенно больших значений порядка 50 фФ кубит, фактически, становится слабо ангармоничным осциллятором с небольшими следами «двуухъярмности», ангармонизм падает ниже 1 ГГц, что нежелательно для выполнения поставленных в диссертации задач. Для иллюстрации изложенных закономерностей, на рис. 3 приведены типичные зависимости энергии уровней от внешнего магнитного поля (спектры) кубитов для различных наборов параметров, полученные при помощи численной диагонализации полного гамильтониана. В рабочем режиме частота кубита $\omega_0 = E_e - E_g / \hbar$ должна находиться в пределах 2-10 ГГц, что обусловлено частотными диапазонами криогенных усилителей и изоляторов (подробнее об этом ниже).

Еще один важный аспект проектирования кубита заключается в том, что для наблюдения квантооптических эффектов необходим режим сильной связи кубита и излучения, который можно определить следующим образом: безызлучательная релаксация Γ_1^{nr} и чистая дефазировка γ должны быть

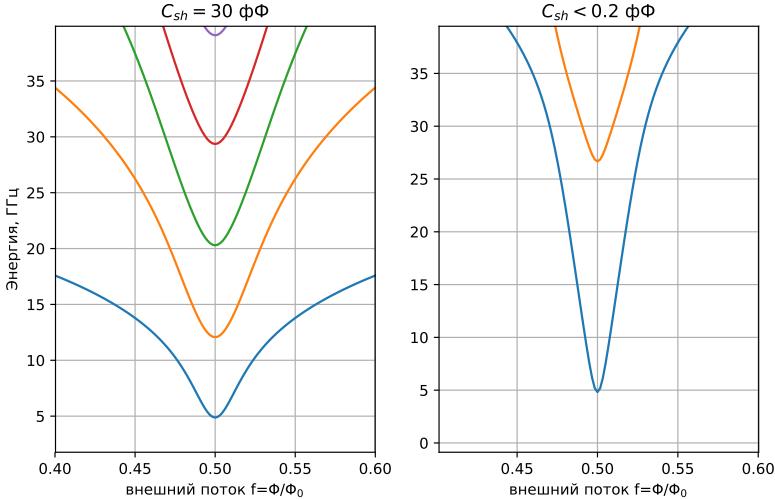


Рис. 3 – Рассчитанные спектры $E_n - E_0$ потоковых кубитов с тремя джозефсоновскими переходами с учетом влияния шунтирующей емкости C_{sh} на α -переходе. В обоих случаях $E_c = 25$ ГГц, $E_j = 170$ ГГц. Левая панель: спектр для параметров $C_{sh} = 30$ фФ, $\alpha = 0.5$. Правая панель: спектр для параметров $C_{sh} \approx 0.1$ фФ, $\alpha = 0.69$. Как можно заметить, при равных параметрах переходов (что соответствует одному процессу окисления) большая шунтирующая емкость сглаживает спектр и делает кубит не столь чувствительным к дефазировке по потоку, при этом ангармонизм еще достаточно велик (1-2 ГГц). В случае отсутствия шунта, приходится понижать частоту перехода 0-1 при помощи увеличения α , однако, при смещении от оптимальной точки $f = 0.5$ производная энергии по потоку слишком велика, и такой кубит гораздо сильнее подвержен дефазировке. Кроме того, при отсутствии шунта верхние уровни имеют слишком высокую частоту и недоступны для использования.

пренебрежимо малы по сравнению с константой связи (радиационной релаксацией) Γ_1^r :

$$\Gamma_1^{nr}, \gamma \ll \Gamma_1^r = 2eV_{zpf} \cdot \beta \cdot \langle g | \hat{N}_c | e \rangle, \quad (1)$$

в случае емкостной связи. Здесь V_{zpf} – амплитуда вакуумных флуктуаций напряжения сигнала в линии, $\beta \approx \frac{C_e}{C_\Sigma}$ – коэффициент пересчета, определяющий эффективное напряжение драйва и зависящий от емкостной части схемы кубита, \hat{N}_c – оператор связи, который определяется подключением кубита к внешнему полю и выражается некоторой комбинацией зарядовых операторов

на островах кубита; например, для схемы с тремя джозефсоновскими переходами из [33] имеем $\hat{N}_c = \hat{n}_1 - \hat{n}_2$. Экспериментально известно, что при текущем уровне технологии Γ_1^{nr} не превышает 1-2 МГц и возникает по причине двухуровневых систем в остаточном слое SiO₂ на поверхностях раздела подложки и металла, подложки и вакуума. Эта оценка показывает, что для достижения режима сильной связи достаточно иметь $\Gamma_1^r > 10$ МГц. Более точно режим сильной связи определяется в процессе экспериментов по измерению когерентного рассеяния, о которых будет сказано далее.

Раздел 2.2 описывает процедуру фабрикации образцов. При изготовлении использовались распространенные методы фабрикации наноструктур из тонких пленок: электронно лучевая литография для структур с размерами более 50 нм, лазерная литография для структур с размерами более 3-4 мкм. Технические детали по отработке технологических параметров литографических и напыльительных процессов (типы и толщины резистов, времена засветки, температуры, дозы, параметры проявления и смытия резиста) изложены в тексте диссертации, здесь же перейдем сразу к описанию процесса. Подложка из высокоомного недопированного кремния ($\rho = 10$ кОм/см) очищается при помощи стандартных процессов, широкоиспользуемых в кремниевой электронике: используются плавиковая кислота, кислородная плазма, RCA-1, RCA-2. После этого, наносятся фоточувствительные резисты LOR/S1813 и выполняется оптическая литография по предварительно загруженному дизайну в формате .gds. Затем, после проявления литографии напыляется копланарный волновод. Двухслойная маска в данном случае необходима для того, чтобы сформировать правильный профиль резиста в местах стыка непроявленной и проявленной части, и таким образом, избежать отрыва напыленной пленки в процессе «взрывания» маски (англ. *lift-off*). Размеры центральной линии и зазоров контролируются при помощи оптического микроскопа, см. Рис. 4. Электронная литография делается на двухслойной маске Copolymer/ARP-6200.04 с совмещением по меткам, затем засветка проявляется. Копланарная линия и кубит состоят из алюминия, напыляемого установкой электронно-лучевого напыления Plassys. Для этого образец загружается в камеру установки, и через полученную маску под углами $\pm 10\text{--}12^\circ$ напыляются алюминиевые пленки толщинами 25 и 45 нм соответственно, формирующие кубит и емкость. Между этими двумя напылениями в камеру с образцом напускается чистый кислород, и путем окисления верхней поверхности первой пленки происходит формирование туннельного барьера из аморфного оксида алюминия AlOx толщиной 2-3 нм, который впоследствии накрывается верхней пленкой при втором напылении; все это происходит в одном вакуумном цикле. Типичные значения давления окисления для переходов $p = 1\text{--}2$ мБар, что дает джозефсоновские энергии порядка 60-70 ГГц. После этого маска «взрывается», и мы имеем готовую структуру. Затем необходимо измерить сопротивления тестовых джозефсоновских переходов, расположенных на этом же чипе, напыленных в том же вакуумном цикле что и кубиты и имеющих контактные площадки для подведения к ним зондов измерительной

станции. Это делается для предварительной оценки джозефсоновской энергии. Затем образец покрывается защитным слоем резиста, распиливается под формат печатной платы с помощью дисковой пилы, после чего резист смывается и происходит финальная отмыкация подложки. По данному рецепту было изготовлено несколько чипов с потоковыми кубитами в линии, см. Рис. 5.

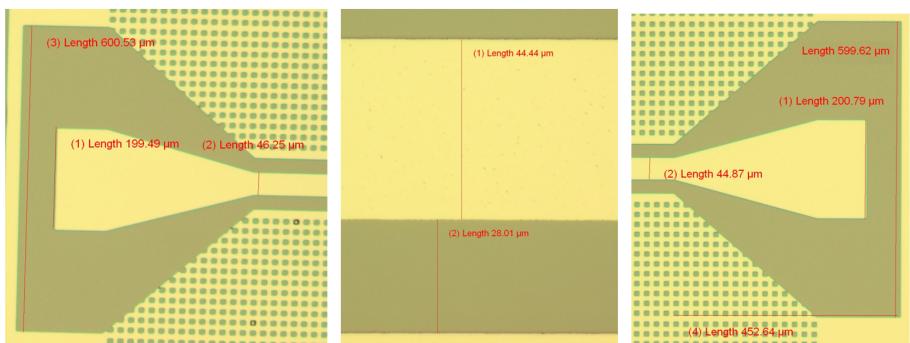


Рис. 4 – Контроль продольных и поперечных размеров копланарной линии при помощи оптического микроскопа

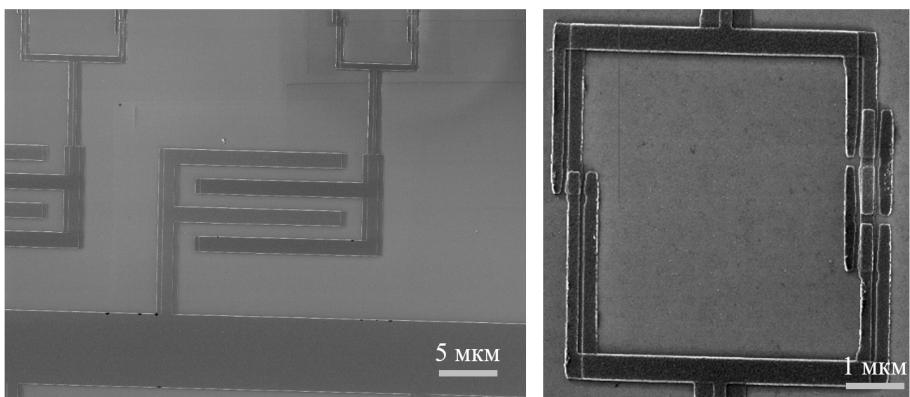


Рис. 5 – Связывающая емкость и кубит. Изображение сделано при помощи электронного микроскопа

Раздел 2.3 описывает измерительную схему, необходимую для характеристики кубитов. Для того, чтобы иметь возможность работать со сверхпроводящим кубитом, сильно связанным с модами копланарной линии, необходимо выполнить ряд условий. Первое и самое очевидное: характерная энергия перехода кубита $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ составляет $\omega_{eg} = 6 \cdot 10^9$ Гц ~ 300 мК, и поэтому для

квантовости системы ее необходимо охладить до гораздо более низких температур. Для этого кубит помещается в медный держатель, прикрепляемый на нижнюю ступень криостата растворения с базовой температурой 15 мК.

Далее, для возбуждения и измерения кубита необходимо подвести к нему высокочастотный сигнал от генератора либо анализатора цепей. Для этого используются коаксиальные кабели, которые при помощи специальных разъемов выводятся на копланарные линии печатной платы, в которой имеется прорезь для размещения кремниевого чипа с кубитом. Высокочастотный сигнал, доведенный до линии на печатной плате, необходимо далее передать в волновод с кубитом без потерь и отражений, насколько это возможно. Для этого используется специальная машина ультразвуковой микросварки, которая позволяет гальванически соединить контактные площадки на чипе с сигнальными линиями на печатной плате при помощи отрезков тонкой алюминиевой проволоки с толщиной 25 мкм, привариваемых к чипу и к плате. При этом, на частоте 6 ГГц данная проволока имеет заметную индуктивность: для отрезка длиной 300 мкм имеем $L = 0.2$ нГ, что дает импеданс $Z = \omega L = 13.56$ Ом, сравнимый с волновым сопротивлением линии в 50 Ом. Поэтому, дабы не вносить отражений из-за сосредоточенного импеданса, сигнальные линии стараются приваривать на чип как минимум 3-4 отрезками проволоки (англ. *wire bonds*).

Еще одна сложность состоит в том, что любой провод, идущий от комнатной температуры на чип, также будет прекрасным проводником равновесных тепловых фотонов, которые, распространяясь от фланцев криостата с более высокими температурами, будут сильно нагревать чип. Для этого на входные линии помещается определенное количество аттенюаторов. Суммарное ослабление в них можно в первом приближении оценить исходя из формулы Джонсона-Найквиста для спектральной плотности теплового шума: $A[\text{ДБ}] = 10 \log_{10}(T_r/T_{cold})$, при этом ослабление должно распределяться по фланцам равномерно с уменьшением температуры, чтобы температура излучения, распространяющегося с верхних, более горячих ступеней, после ослабления примерно соответствовала равновесной температуре излучения в том аттенюаторе, который и ослабил напряжение от фотонов.

Прежде всего, нас будут интересовать режимы, в которых сигнал, излучаемый или рассеиваемый кубитом, чрезвычайно мал, поэтому для детектирования его необходимо усилить. Сигнал имеет очень низкую мощность, порядка 10^{-16} Вт, поэтому необходим низкотемпературный высокочастотный усилитель с ультранизким уровнем шумов, $T_{noise} \sim 5\text{-}10$ К. В то же время, тепловой шум в этих линиях также нужно ослаблять, поэтому непосредственно перед усилителем в линию включается важный элемент — изолятор, служащий диодом для высокочастотного сигнала.

Как известно, энергия состояний потокового кубита зависит от величины внешнего магнитного потока Φ_{ext} . Удобно иметь возможность выбирать рабочую точку, меняя частоту, поэтому необходимо предусмотреть возможность создавать стабильное магнитное поле через петлю кубита, и обеспечивать его

плавное изменение без рассеивания тепла — для этого держатель с образцом помещается внутрь сверхпроводящей катушки. Приняв во внимание все выше-перечисленное, были спроектированы и собраны схемы для измерений кубита, см. Рис. 6. Можно отметить, что схемы отличаются для различных типов кубинга, поскольку техника проведения измерений, и как следствие, измеряемые величины несколько различны, о чем будет более подробно рассказано в следующем разделе.

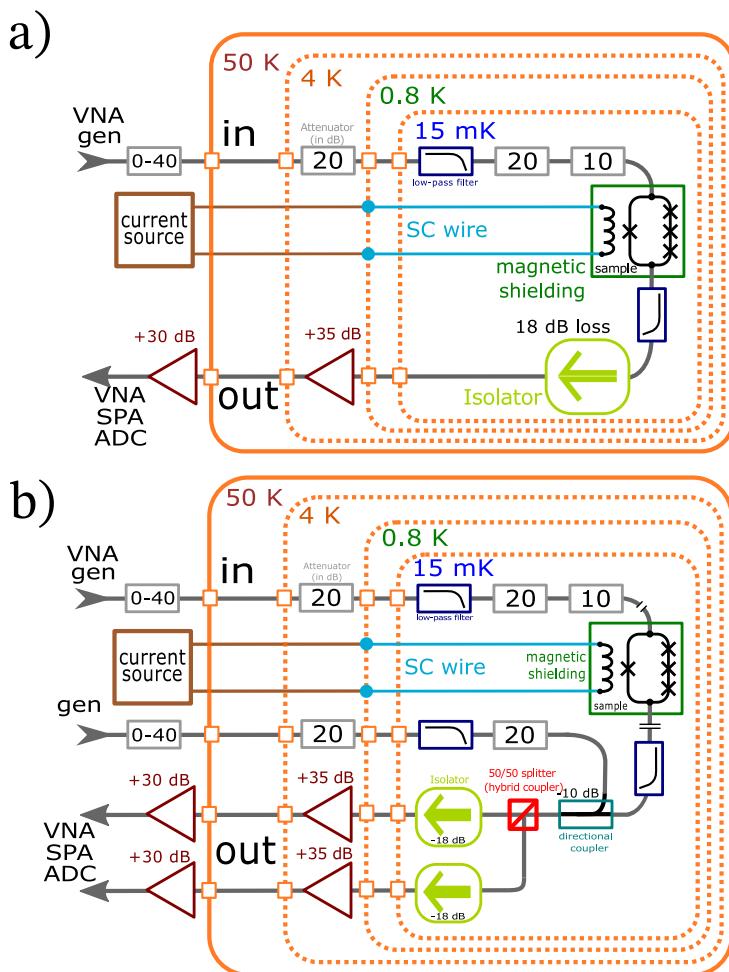


Рис. 6 — Низкотемпературная часть измерительных схем. а) — схема для кубита в линии (параллельная связь), б) — схема для кубита, связанного с двумя полупространствами (прямая связь)

Раздел 2.4 представляет результаты предварительных измерений кубитов в линии. Измерительная схема для случая параллельной связи дает возможность изучать данную систему, посыпая микроволновое излучение от векторного анализатора цепей в линию и детектируя амплитуду и фазу когерентной части прошедшего сигнала. Таким образом можно измерить относительный коэффициент прохождения $t = V/V_0$ непрерывной волны (англ. *continuous wave*) через линию с кубитом. Аналитическое выражение для прохождения в линии с учетом взаимодействия волны и кубита может быть получено при решении основного квантового уравнения (англ. *quantum master equation*) для двухуровневой системы в форме Линдблада:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \rho] + \begin{pmatrix} -\Gamma_1(1 - \rho_{gg}) & -\Gamma_2\rho_{eg} \\ -\Gamma_2\rho_{eg} & \Gamma_1\rho_{gg} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Где гамильтониан $\hat{H} = (-\delta\omega\hat{\sigma}_z - \Omega\hat{\sigma}_x)/2$ записан в приближении врачающейся волны. В результате поиска стационарного решения $\dot{\rho} = 0$ получается следующее выражение для коэффициента отражения:

$$r = 1 - t = \frac{\Gamma_1}{2\Gamma_2} \frac{1 + i\delta\omega/\Gamma_2}{1 + (\delta\omega/\Gamma_2)^2 + \Omega^2/\Gamma_1\Gamma_2}, \quad (3)$$

где Γ_1 и Γ_2 — скорости релаксации и дефазировки, соответственно. Измеренные зависимости t от частоты для различных кубитов изображены на Рис. 7 и хорошо согласуются с соотношением (3), что говорит о режиме сильной связи. Аппроксимируя экспериментальную кривую, полученную в режиме малой амплитуды, когда $\Omega \ll \Gamma_1, \Gamma_2$, можно определить Γ_1 и Γ_2 для кубита при фиксированном внешнем потоке. Данные этих измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1 — Параметры кубитов. Эффективность отражения (англ. *extinction*), Γ_1, Γ_2 измерены в точке вырождения.

№ кб.	ν_{deg} , ГГц	C_{sh} , фФ	эфф. отр.	Γ_1 , МГц	Γ_2 , МГц
1	5.75	1	0.85	1.56	1.55
2	6.17	2	0.97	2.20	1.40
3	5.85	2.5	0.95	2.62	1.99
4	5.82	3	0.94	1.96	0.98
5	5.26	3.5	0.95	3.99	2.94

Практически для всех образцов выполняется соотношение $\Gamma_2 = \Gamma_1/2$, что свидетельствует о пренебрежимо малом значении чистой дефазировки.

Еще один способ, позволяющий измерить релаксацию и дефазировку — измерение некогерентной части рассеянного сигнала на кубите, т.н. *резонансной флуоресценции* [32; 34]. Поскольку для когерентного сигнала $t + r = 1$, то для мощностных коэффициентов прохождения $T = |t|^2$ и отражения $R = |r|^2$

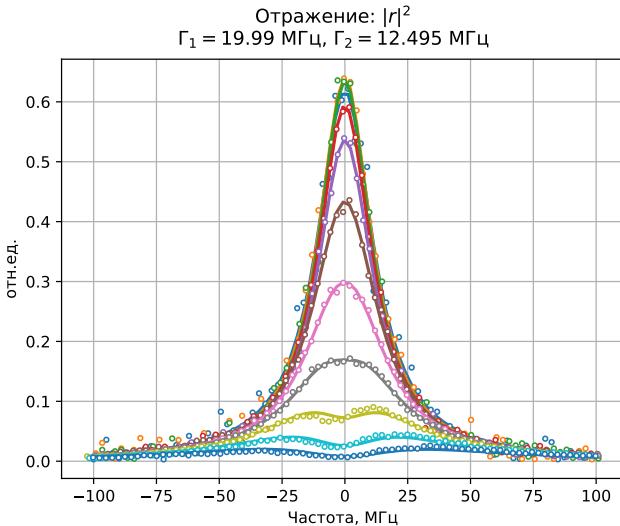


Рис. 7 – Результаты измерений коэффициента резонансного отражения $R = |r|^2$ для потокового кубита, при помощи подгонки данных формулой (3) получены параметры $\Gamma_1/2\pi$ и $\Gamma_2/2\pi$

выполнено $T+R < 1$. Это значит, что часть мощности рассеивается некогерентно, с изменением частоты и фазы, и доля этой некогерентной части излучения возрастает при увеличении Ω . Это излучение можно обнаружить при помощи спектрального анализатора с широкой полосой входного фильтра (>1 МГц) при достаточно большом усреднении. Спектральная плотность излучения флуоресценции может быть рассчитана с использованием теоремы Винера-Хинчина и квантовой регрессионной теоремы. Окончательный ответ [32; 35] имеет вид:

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\hbar\omega\Gamma_1}{8} \left(\frac{\gamma_s}{(\delta\omega + \Omega)^2 + \gamma_s^2} + \frac{2\gamma_c}{\delta\omega^2 + \gamma_c^2} + \frac{\gamma_s}{(\delta\omega - \Omega)^2 + \gamma_s^2} \right). \quad (4)$$

Результаты измерений для случая $\delta\omega$ хорошо соответствуют этой зависимости, см. рис. 8 . Из этой аппроксимации определяются параметры Γ_1 и Γ_2 и амплитуда драйва Ω . Результаты для этих величин также согласуются с измерениями коэффициентов резонансного (когерентного) пропускания. Для отладки импульсных методик и их использования для приготовления квантовых состояний собиралась и тестировалась схема, принципиальный вид которой отображен на рис. 9. Приготовление квантовых состояний кубита осуществляется при помощи микроволновых смесителей с рабочими частотами 4-9 ГГц и генераторов сигналов произвольной формы с полосой 330 МГц и частотой отсчета 2 ГГц. На выходе схемы формируются прямоугольные либо гауссовские цуги высокочастотного сигнала, с периодом ~ 10 МГц, которые затем посыпаются в линию с кубитом. Длительность цуга определяет квантовое состояние, в

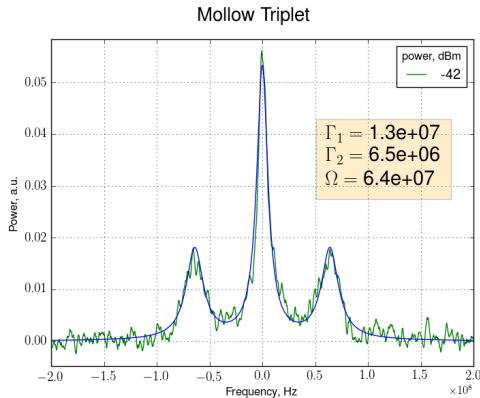


Рис. 8 — Результаты измерений спектра некогерентного рассеяния для потокового кубита. При помощи подгонки данных формулой (4) получены параметры $\Gamma_1/2\pi$, $\Gamma_2/2\pi$ и $\Omega/2\pi$

котором оказывается кубит после прохождения цуга. Рассеянный сигнал пропускается через считающую цепь, и выделяется когерентное излучение кубита, распространяющееся в линии сразу после возбуждения, по которому можно восстановить квантовое состояние. В частности, схема позволяет реализовать Раби эксперимент, см. Рис. 10, а также измерить свободную дефазировку, см. Рис. ???. Характерное время затухания Раби осцилляций $T_R \approx 4/3 \cdot T_1$ составляет 30-50 нс, что соответствует измеренным ранее Γ_1 .

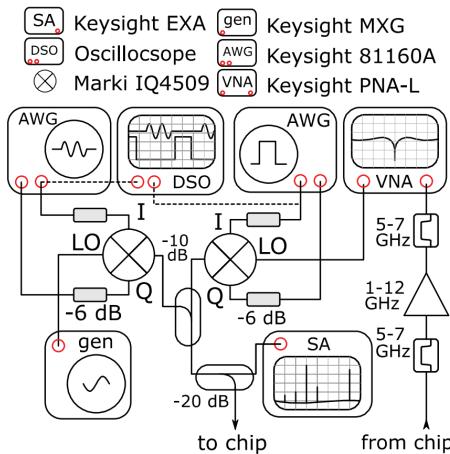


Рис. 9 — Обобщенный вариант измерительной схемы для управления и контроля состояний кубитов в линии.

Практический интерес представляет также схема, в которой кубит неодинаково связан с двумя разделенными полупространствами, см. Рис. 2, спектры

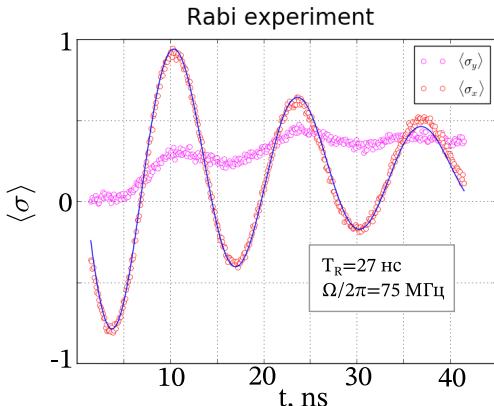


Рис. 10 — Раби-осцилляции для потокового кубита: среднее значение квадратуры рассеянного когерентного сигнала соответствует заселенности кубита. Из параметров подгоночной кривой можно определить время Раби и амплитуду возбуждения (в линейных единицах частоты)

которого изображены на рис. 11. Такая схема, например, позволяет отделить квантовое излучение кубита от классического поля, используемого для приготовления квантовых состояний кубита в линии. Хорошее пространственное согласование мод кубита и открытой линии приводит к тому, что любая квантовая суперпозиция кубита излучается в выходную линию, то есть если система «атом-электромагнитное поле» приготовлена в состоянии $(|g\rangle + e^{j\phi}|e\rangle \otimes |0\rangle)$, то через время релаксации она перейдет в состояние $|g\rangle \otimes (|0\rangle + e^{j\phi}|1\rangle)$, то есть, состояние электромагнитного поля будет квантовой суперпозицией, сохраняющей фазу состояния кубита. Если же приготовить кубит в возбужденном состоянии: $|e\rangle \otimes |0\rangle$, то при релаксации излучится один фотон. Если при этом одна из линий связана сильнее другой, то поле будет распространяться по ней в большинстве случаев — получится генерация фотона по требованию [29]. Отметим также, что данная схема принципиально позволяет излучать детерминированным образом не только одиночные фотоны, но также любую квантовую суперпозицию вида $|0\rangle + e^{i\alpha}|1\rangle$, что практически невозможно, скажем, для оптического источника одиночных фотонов, основанного на спонтанном параметрическом рассеянии света в нелинейном кристалле [36]. Были изготовлены образцы кубитов с асимметричными емкостями связи: $C_c = 0.5 \text{ фФ}$, $C_e = 5 \text{ фФ}$, при помощи многотоновой спектроскопии были определены частоты первых трех переходов кубита, установлено соответствие с численным расчетом спектра, см. Рис. ... и определены параметры $E_c =$, $E_J =$, $\alpha =$. Также отсняты излучательные характеристики линий и показано расщепление Аутлера-Таунса (англ. *Autler-Townes splitting*).

Глава 3 посвящена изучению смешивания двух когерентных резонансных волн на сверхпроводящем кубите.

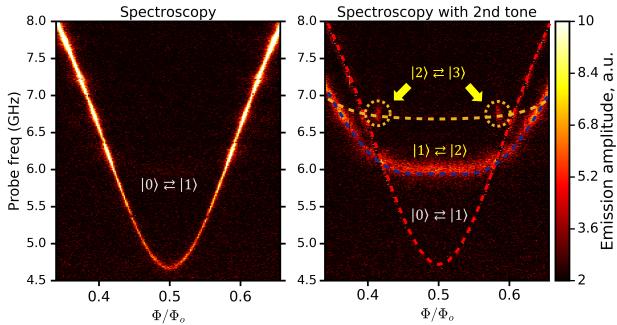


Рис. 11 — Спектры энергий переходов кубита, связанного с двумя полупространствами. Слева изображен переход 0-1, возбуждаемый слабым сканирующим сигналом. Справа изображен спектр, получаемый при добавлении второго тона, резонансного с переходом 0-1, при этом проявляется спектральная линия перехода 1-2 и элементы перехода 2-3. Уровни энергии хорошо согласуются с рассчитанным при помощи диагонализации гамильтониана спектром.

В разделе 3.1 излагаются причины и предпосылки к наблюдению такого эффекта, как нелинейное смешивание волн, распространяющихся через линию со встроенным в нее искусственным атомом. Введем параметр $\zeta = \Omega/\Gamma_1$, и проанализируем зависимость выражения (3) от амплитуды внешнего поля Ω при $\delta\omega = 0$. Разложим выражение в ряд при $\zeta \ll 1$:

$$t \propto 1 - \frac{1}{1 + 2\zeta^2} = 2\zeta^2 - 4\zeta^4 + \dots \quad (5)$$

Мы видим, что в разложении присутствуют члены, пропорциональные степеням ζ^{2n} и возрастающие по мере увеличения Ω , что эквивалентно появлению компонент электрической восприимчивости, пропорциональных нечетным степеням электрического поля, $\chi^{(2n+1)} E^{2n+1}$, в оптических средах. Однако, при больших амплитудах драйва, когда $\zeta \gg 1$, выражение (5) принимает вид

$$t \propto \frac{1}{1 + 1/(2\zeta^2)} = 1 - \frac{1}{2\zeta^2} + \frac{1}{4\zeta^4} - \dots, \quad (6)$$

из чего следует, что при слишком больших амплитудах нелинейные эффекты вновь пропадают. Исходя из этого, можно ожидать проявления смешивания волн примерно в области $\zeta \approx 1$. Параметр ζ показывает, насколько атом способен, в силу своей двухуровневости, рассеивать внешнее поле, поскольку Ω представляет из себя скорость поглощения и испускания атомом одиночного фотона из когерентного сигнала, а Γ_1 — скорость спонтанной эмиссии из возбужденного состояния.

Раздел 3.2 представляет результаты эксперимента по рассеянию двух когерентных волн на сверхпроводящем кубите. На кубит с частотой перехода

ω_{ge} через входной тракт подается две непрерывные волны, полученные при помощи высокочастотных генераторов (Keysight MXG N5182A) и сведенные в один коаксиальный выход при помощи микроволнового расщепителя (англ. *microwave splitter*). Частоты ω_+ и ω_- выбираются так, чтобы $\omega_{ge} \approx \omega_-, \omega_+$ и $\omega_+ - \omega_- \ll \Gamma_1$. При измерении спектров сигнала наблюдается следующая картина, см. рис. 12: помимо исходных волн, в спектре возникает целый ряд гармоник с частотами $\omega_{\pm(2k+1)} = \pm(k + 1)\omega_{\pm} \mp k\omega_{\mp}$, что свидетельствует о смешивании стационарных волн на одиночном искусственном атоме. Происхождение боковых спектральных компонент можно также пояснить, рассматривая многофотонные процессы рассеяния света, см. рис. 13. Был проведен подробный экспериментальный анализ данного явления, в ходе которого получены зависимости интенсивности боковых спектральных компонент от мощности сигналов накачки Ω_+, Ω_- , от «глобальной» отстройки $\Delta\omega = \omega_{eg} - \omega_d$, где мы обозначаем $\omega_d \equiv (\omega_+ - \omega_-)/2$, от локальной отстройки $\delta\omega$. Некоторые из этих зависимостей отображены на Рис. Они также сопровождаются подгоночными кривыми, полученными из теоретических соображений.

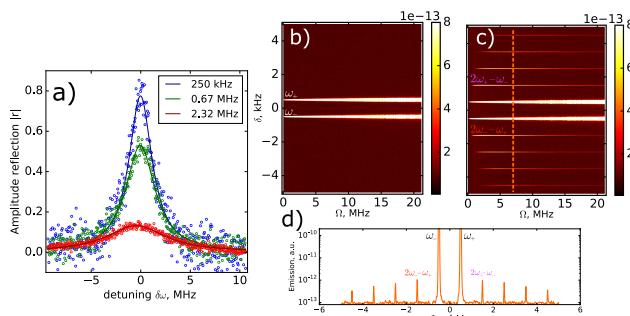


Рис. 12 — (а) Кубит, облучаемый непрерывным сигналом на резонансной частоте, рассеивает свет когерентным образом, что приводит к значительному отражению сигнала низкой мощности (синяя кривая). При увеличении мощности, переход насыщается и отражение уменьшается (зеленая и красная линии). (б, в) Спектры когерентного рассеяния двух близких по частоте сигналов (б) вне резонанса либо (в) в резонансе с кубитом, построенный как функция амплитуд обоих сигналов: $\Omega_+ = \Omega_- = \Omega$. График (д) представляет измеренный спектральным анализатором график для фиксированной амплитуды.

Раздел 3.3 дает количественное теоретическое описание эффекта смешивания стационарных волн. Для этого мы преобразуем выражение (3) для случая, когда возбуждение представлено двумя сигналами: $\Omega = \Omega_- e^{-i\delta t} + \Omega_+ e^{i\delta t}$. Учитывая связь между амплитудами напряжения V и амплитудами драйва

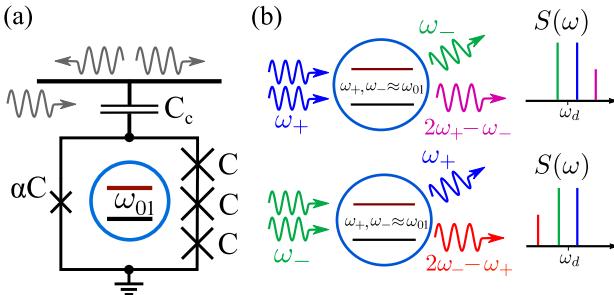


Рис. 13 — Смешивание волн на сверхпроводящем кубите с точки зрения многофотонных процессов рассеяния света.

$Vd_{ge} = \hbar\Omega$, было получено следующее соотношение:

$$V_{\pm(2p+1)}^{sc} = \frac{(-1)^p \Gamma_1 \tan \theta \tan^p \frac{\theta}{2}}{\Lambda} (V_{\mp} \tan \frac{\theta}{2} - V_{\pm}), \quad (7)$$

которое дает зависимость амплитуды напряжения на частотах $\omega_{\pm(2p+1)}$ от амплитуд начальных волн и параметров $\theta = \arcsin \left(\frac{2\Gamma_2 \Omega_- \Omega_+}{\Gamma_1 |\lambda|^2 + \Gamma_2 (\Omega_-^2 + \Omega_+^2)} \right)$, $\Lambda^{-1} = \frac{\lambda \Gamma_1}{4\Gamma_2 \Omega_- \Omega_+}$, $\lambda = \delta\omega - i\Gamma_2$. Это выражение полностью описывает полученные зависимости от амплитуд V_+ , V_- как при одинаковых, так и при отличающихся на 1 Дб значениях, а также от глобальной отстройки $\Delta\omega$. Интересно отметить, что в зависимости интенсивности смешанного света от отстройки $\Delta\omega$ наблюдается эффект, сходный с расщеплением Аутлера-Таунса, изученного ранее для трехуровневой цепи [37]: расщепление пика когерентной эмиссии на величину Ω при увеличении амплитуды сигналов накачки. Более того, характер расщепления меняется при увеличении порядка взаимодействия $2p+1$, при этом качественно выполнено соотношение $\Delta\omega_{max}/\Omega \approx 4/(2p+1)$. Данный эффект при изучении смешивания когерентных сигналов на двухуровневой системе наблюдается впервые.

В Главе 4 изучается квантовое смешивание волн. Под этим названием понимается совокупность физических эффектов, возникающих из-за квантовых свойств смешиваемого света, взаимодействующего посредством кубита в линии.

Раздел 4.1 описывает картину смешивания волн в случае, когда вместо непрерывных сигналов на кубит подаются непрерывные периодические последовательности коротких импульсов с длительностями $\Delta t \ll \Gamma_2$, см. Рис 15, на тех же частотах ω_+ , ω_- , что и в непрерывном случае. С точки зрения квантовых состояний света, разница практически отсутствует: статистика фотонов в коротком импульсе света также пуассоновская и описывается когерентным состоянием $|\alpha\rangle$. Можно говорить о том, что короткие импульсы имеют большую неопределенность по частоте, однако если последовательность достаточно большая и формируется из непрерывной волны, сохраняющей фазу, то частоты

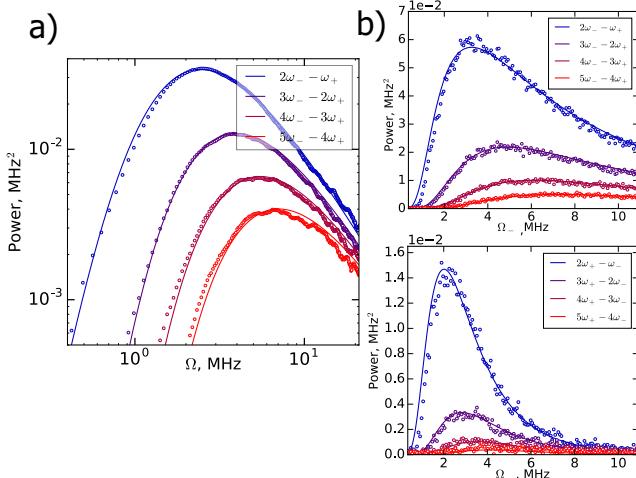


Рис. 14 — Боковые спектральные компоненты эластично рассеянного света. Экспериментальные данные получены в случае $\delta\omega = 5$ кГц, все аналитические кривые (7) (сплошные линии) построены для значений $\Gamma_1 = 2.20$ MHz, $\Gamma_2 = 1.10$ MHz, $\Delta\omega = 0$, $p = 1, 2, 3, 4$. Панель (а) соответствует случаю $\Omega_+ = \Omega_- = \Omega$. (б) соответствует случаю, когда Ω_- на 1 дБ превосходит Ω_+ . Положительно смещенные компоненты (верхняя панель) в среднем в несколько раз меньше, чем отрицательно смещенные (нижняя панель). Это иллюстрирует высокую чувствительность компонент смешивания к дисбалансу возбуждающих сигналов.

определенены сколь угодно точно. Таким образом, общая характеристика спектра рассеянного сигнала — наличие боковых компонент, возникающих из-за процессов смешивания волн — справедлива и в импульсном случае. Однако, как известно, при взаимодействии с короткими импульсами кубит испытывает осциляции заселенности (Раби-осциляции), и за счет сильной связи, эти осциляции легко наблюдаются и в зависимости амплитуды рассеянного когерентного излучения от длительности импульса, см., например, [35]. Поэтому можно ожидать похожих осциляций и в боковых спектральных компонентах. Эти осциляции наблюдались экспериментально, см. Рис. 15. Рассматривая динамику двухуровневой системы под воздействием двух классических сигналов амплитуды Ω , для среднего значения оператора эмиссии можно получить следующее выражение:

$$\langle s_{2k+1}^+ \rangle = \frac{(-1)^k}{2} J_{2k+1}(2\Omega t) e^{-(2k+1)\delta\omega t}, \quad (8)$$

где J_{2k+1} — функция Бесселя первого рода. Эта формула хорошо согласуется с экспериментальными зависимостями боковых пиков от величины $\Omega\Delta t$. Далее будет показано, что этот же ответ можно получить в представлении вторичного квантования и обобщить результаты для квантовых состояний поля.

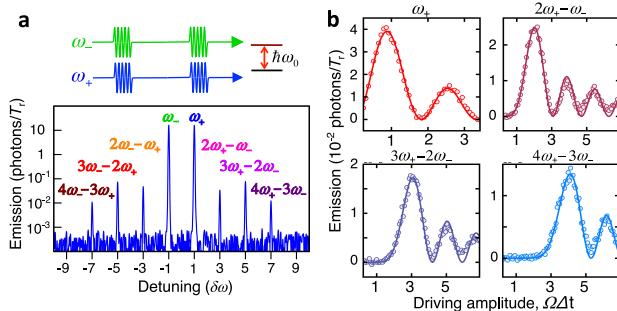


Рис. 15 — Смешивание последовательностей микроволновых импульсов (а) Паттерн импульсов и спектр рассеянного сигнала, отчетливо видны боковые компоненты. (б) Зависимость интенсивности компонент от амплитуды накачки: точки соответствуют экспериментальным данным, линии — расчетные значения согласно (8)

Раздел 4.2 посвящен теоретическому формализму, необходимому для описания режимов квантового смешивания волн. Концепция операторного подхода, применяемого в данной работе, проиллюстрирована на Рис. 16. Во

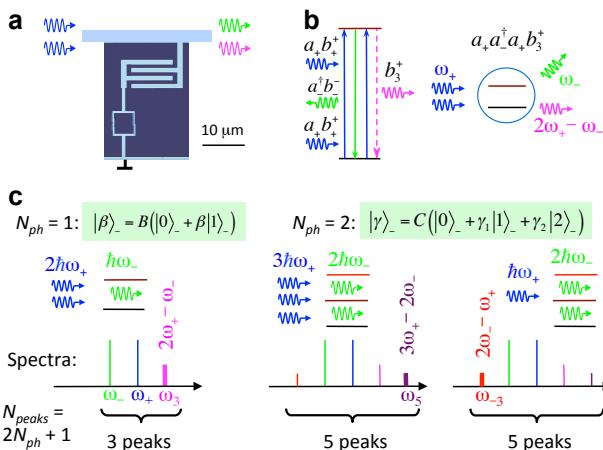


Рис. 16 — К описанию процесса смешивания волн на кубите. (а) Схематичное изображение кубита и подаваемых микроволновых импульсов. (б) Схема переходов кубита под воздействием внешнего излучения и произведение операторов падающего a и рассеянного b сигнала. (в) Возможные четырех- и шестифотонные процессы, ответственные за появление боковых пиков на частотах ω_3 , ω_{-3} и ω_5 .

вращающейся с частотой ω_d системе отсчета введены операторы уничтожения/рождения фотона во внешнем поле на частотах ω_{\pm} , обозначенные как

$a_{\pm} = ae^{\pm i\delta\omega t}$, $a_{\pm}^\dagger = a^\dagger e^{\mp i\delta\omega t}$. Также вводятся операторы $b_{\pm}^- = \sigma_- e^{\pm i\delta\omega t}$ и $b_{\pm}^+ = \sigma_+ e^{\mp i\delta\omega t}$, рождающие/уничтожающие фотон на частотах ω_{\pm} за счет возбуждения/релаксации атома: возбуждаясь, атом обязательно испустит фотон через среднее время Ω из-за сильной связи с линией. Гамильтониан взаимодействия, таким образом, фактически представляет из себя гамильтониан Джейнса-Каммингса для двух мод поля, который может быть записан в следующем виде:

$$H_t = i\hbar g(b_{-}^{+}a_{-} - b_{-}^{-}a_{-}^{\dagger} + b_{+}^{+}a_{+} - b_{+}^{-}a_{+}^{\dagger}). \quad (9)$$

Эта формула показывает, что возможны процессы как с поглощением, так и с испусканием фотонов на каждой из частот ω_{\pm} . Однако, поскольку операторы содержат медленно меняющийся фазовый множитель $e^{\pm\delta\omega t}$, излучение будет наблюдаться и на смешенных частотах $\omega_{\pm(2k+1)} = (k+1)\omega_{\pm} - k\omega_{\mp}$. Записывая эволюцию системы $U = \exp(-\frac{i}{\hbar}H_t t)$, имеем:

$$\begin{aligned} U = 1 + \eta(b_{m}^{-}a_{m}^{\dagger} - b_{m}^{+}a_{m}) - \frac{\eta^2}{2!}(b_{m}^{+}b_{j}^{-}a_{m}a_{j}^{\dagger} + b_{m}^{-}b_{j}^{+}a_{m}^{\dagger}a_{j}) - \\ - \frac{\eta^3}{3!}(b_{m-j+p}^{-}a_{m}^{\dagger}a_{j}a_{p}^{\dagger} - b_{m-j+p}^{+}a_{m}a_{j}^{\dagger}a_{p}) + \dots, \end{aligned} \quad (10)$$

нижние индексы принимают значения ± 1 . Мы используем соотношения $b_{m}^{+}b_{j}^{-}b_{p}^{+} = b_{m-j+p}^{+}$ потому что b -операторы должны удовлетворять таким же соотношениям, как и s -операторы: $s_{m}^{+}s_{j}^{-}s_{p}^{+} = e^{-im\delta\omega t}\sigma^{+}e^{ij\delta\omega t}\sigma^{-}e^{-ip\delta\omega t}\sigma^{+} = e^{-i(m-j+p)\delta\omega t}\sigma^{+} = s_{m-j+p}^{+}$. Определения s -операторов здесь расширены на произвольную l -моду как $s_l^{\pm} = e^{\mp il\delta\omega t}\sigma^{\pm}$. Это означает, например, что члены третьего порядка $a_{+}a_{-}^{\dagger}a_{+}b_{3}^{+}$ и $a_{-}a_{-}^{\dagger}a_{-}b_{-3}^{+}$ создают однофотонное поле на частоте $\omega_{ge} \pm 3\delta\omega$. Член нижнего порядка в уравнении (10), создающий однофотонное поле на частоте $\omega_{ge} \pm l\delta\omega$, где $l = 2k+1$, состоит из $2k+2$ операторов: $2k+1$ a -операторов $a_{\pm}a_{\mp}^{\dagger}a_{\pm}\dots = (a_{\pm}a_{\mp}^{\dagger})^k a_{\pm}$ и один оператор $b_{\pm(2k+1)}^{+}$. Аккуратно подсчитывая вклад различных членов [38], можем получить выражение для оператора эволюции из начального состояния системы $\Psi = |g, \alpha, \alpha\rangle$ от момента t до момента t' :

$$\begin{aligned} U(t',t)\Psi(t) \approx \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left[\frac{(-1)^k}{\alpha^{2k}} J_{2k}(\theta) \hat{A}_{2k}^{+-} |0\rangle_{2k} \otimes |\alpha, \alpha\rangle + \right. \\ \left. + \frac{(-1)^k}{\alpha^{2k+1}} J_{2k+1}(\theta) \hat{A}_{2k+1}^{-} |1\rangle_{2k+1} \otimes |\alpha, \alpha\rangle \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где $\theta = 2\alpha g \Delta t$. Используя его, можно вычислить среднее значение от оператора $b_{2k+1}^{+} = |1\rangle_{2(k+p)+1}\langle 0|_{2p}$, где нижний индекс обозначает фазу и, соответственно, частоту излучения (см. выше). Полагая $\alpha \gg 1$ и выполняя ряд упрощений, получаем:

$$\langle b_{2k+1}^{+} \rangle = \frac{(-1)^k}{2} J_{2k+1}(2\Omega \Delta t), \quad (12)$$

что совпадает с выражением (8). В следующих разделах будет показано, что в рамках этого подхода можно описать также нетривиальный случай, когда импульсы посыпаются с задержкой (без перекрытия), и происходит приготовление однофотонного состояния в кубите первым импульсом, и затем его смешивание со вторым импульсом.

В Разделе 4.3 рассматривается квантовое смешивание волн в случае неклассических состояний света. Мы меняем последовательность импульсов, разделяя их во времени, см. Рис. 17. Можно сказать, что это нарушает сим-

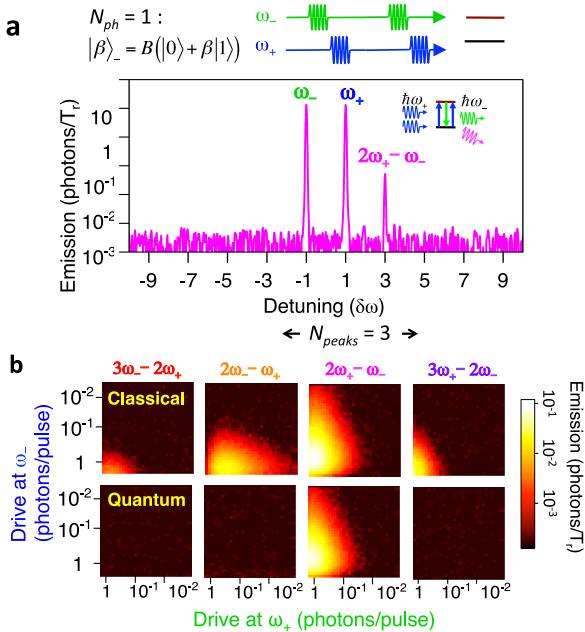


Рис. 17 — Квантовое смешивание волн. **(а)** Входной сигнал: импульсы на частоте ω_- опережают импульсы на частоте ω_+ , перекрытие между ними отсутствует. Помимо частот входных сигналов, в спектре остается лишь пик на частоте $\omega_{+3} = 2\omega_+ - \omega_-$, поскольку число фотонов частоты ω_- строго ограничено одним фотоном. **(б)** Сравнение интенсивностей в случае смешивания на Рис. 17 и квантового смешивания

метрию обращения времени в возбуждающем поле, и соответственно, спектр рассеянного света становится несимметричным. Рис. 17 демонстрирует спектр, наблюдаемый в случае, когда импульс на частоте ω_+ следует после импульса ω_- . Спектр содержит единственный боковой пик на частоте $2\omega_+ - \omega_-$ и в нем отсутствуют какие-либо другие компоненты, возникавшие ранее за

счет смешивания волн. Обращение последовательности импульсов обращает спектр относительно центральной частоты ω_d (не показано). Качественное объяснение данного феномена состоит в следующем: первый импульс приводит кубит в состояние суперпозиции и, фактически, создает состояние света $|\beta\rangle_- = \frac{1}{\sqrt{1+\beta^2}}(|0\rangle_- + \beta|1\rangle_-)$ на частоте ω_- , в котором имеется не больше одного фотона. Поэтому из всех нелинейных процессов становится возможным только один, в котором рождается фотон на частоте $2\omega_+ - \omega_-$, испускается фотон на частоте ω_- и поглощается 2 фотона на частоте ω_+ . Чтобы подтвердить, что другие компоненты полностью отсутствуют, мы меняем амплитуды двух начальных сигналов в широких пределах и измеряем спектральную мощность излучения на частотах $\omega_{\pm 3}$ и $\omega_{\pm 5}$ для случая смешивания одновременных импульсов и смешивания с задержкой, см. Рис. 17b). Результат показывает, что интенсивность на частоте ω_{+3} практически одинакова в обоих случаях, но в случае смешивания двух классических состояний возникает излучение и на других частотах, тогда как при наличии задержки и формирования неклассического состояния света другие процессы невозможны: излучение отсутствует во всем диапазоне изменения амплитуд накачки. Это подтверждает природу наблюдаемого эффекта. Еще одно подтверждение можно получить, рассеивая свет не на двухуровневой, а на трехуровневой системе. Как сказано выше, в качестве искусственного атома выступал потоковый кубит, спектр которого можно перестраивать внешним полем. Как видно из Рис. 18, можно найти точку, в которой первые три уровня кубита эквидistantны, и изучать смешивание на трехуровневой системе. Нужно отметить, что нелинейность второго порядка по амплитуде поля у кубита отсутствует, поэтому двухфотонных процессов не происходит, и для классических состояний четырех-, шести-, восьмиволновое смешивание носит примерно такой же характер, как и в случае двухуровневой системы. Однако, существенно «квантовый случай» смешивания при наличии задержки между импульсами теперь дает другой спектр: в трехуровневой системе, когерентный импульс $|\alpha\rangle$ в общем случае оставляет кубит в состоянии $|\gamma\rangle = (|0\rangle + \gamma_1|1\rangle + \gamma_2|2\rangle)/\sqrt{1+\gamma_1^2+\gamma_2^2}$, и поэтому появляется возможность наблюдать еще два процесса: один четырехфотонный с испусканием двух фотонов на частоте ω_- и один шестифотонный, с поглощением двух фотонов на частоте ω_- см. Рис.

Раздел 4.4 посвящен обсуждению показанного эффекта квантового смешивания волн. Фактически, наблюдение спектров рассеянного сигнала визуализирует фотонную статистику состояния света, участвующего в смешивании. е же результаты должны наблюдаться не только в случае приготовления нужного состояния в кубите, но и при распространении квантовых состояний в линии. Это открывает широкие перспективы по использованию кубита в линии в качестве сенсора, определяющего фотонную статистику. Поскольку измеряется только когерентно рассеянная часть света, данный подход работает только для состояний, обладающих когерентностью, однако даже при этом ограничении может быть весьма интересен для приложений квантовой электроники на чипе.

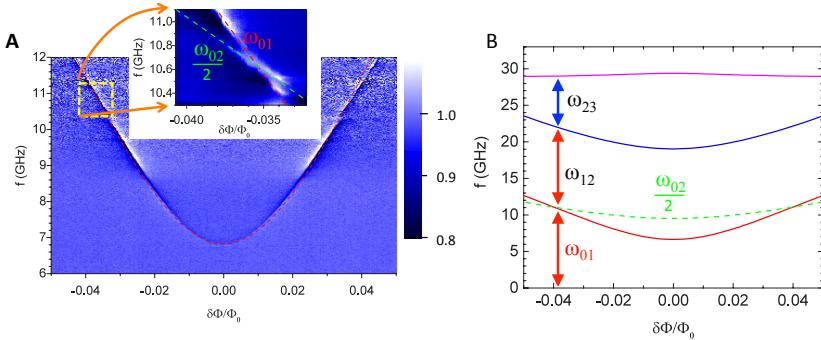


Рис. 18 — Спектр потокового кубита. **(А)** Экспериментально измеренный спектр основного перехода потокового кубита. На вставке показано пересечение линий переходов 0-1 и 1-2. **(Б)** Численно рассчитанные энергии переходов

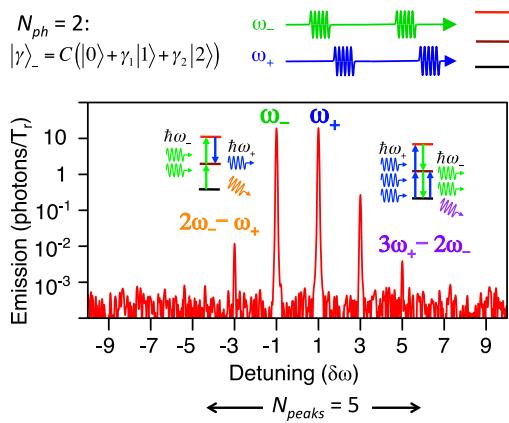


Рис. 19 — Квантовое смещивание на трехуровневой системе.

Глава 5 описывает эксперименты по наблюдению трехволнового смещивания на циклической Δ -системе, практически не имеющей аналогов среди естественных физических систем (за исключением киральных молекул сложных газов [39], оперировать с которыми достаточно неудобно, и кроме того, они неперестраиваемы по частоте). В отличие от устройств, подобных джозефсоновым параметрическим усилителям, которые демонстрируют трехвольновое смещивание на основе классической нелинейности джозефсоновских переходов, здесь реализован другой способ с использованием трехуровневого искусственного атома с циклической конфигурацией уровней — то есть, для каждой пары уровней дипольный излучательный переход разрешен.

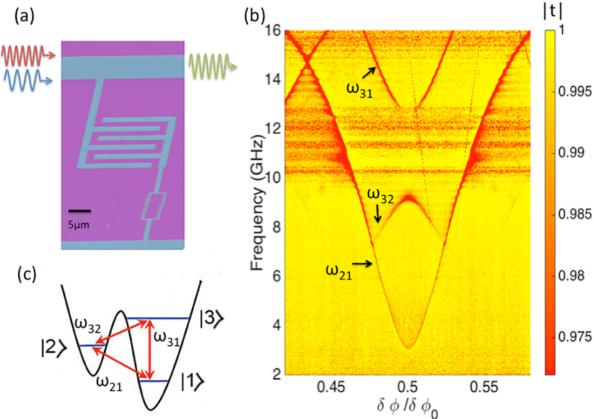


Рис. 20 — Потоковый кубит в качестве Δ -системы. При отстройки от точки $\delta\phi/\delta\phi_0 = 0.5$ все три перехода разрешены в дипольном приближении.

Раздел 5.1 описывает кубит, выступающий в качестве циклической системы. Схема кубита и результаты измерения его спектров представлены на Рис. . Параметры устройства таковы, что три нижние частоты перехода попадают в доступный для измерений диапазон: $\omega_{21}/2\pi = 6.48$ ГГц, $\omega_{32}/2\pi = 8.35$ ГГц и $\omega_{31}/2\pi = 14.83$ ГГц, как схематично показано на Рис. 20 .

Раздел 5.2 теоретически описывает процесс трехволнового смешивания. В приближении вращающейся волны, трехуровневый атом под действием двух возбуждающих сигналов, например, $\omega_{31}^d, \omega_{32}^d$, связывающих атомные состояния посредством дипольного взаимодействия $\hbar\Omega = d_{ij}V_{ij}$ может быть описан следующим гамильтонианом:

$$H = -\hbar(\delta\omega_{31}\sigma_{11} + \delta\omega_{23}\sigma_{22}) - \hbar\left[\frac{\Omega_{13}}{2}(\sigma_{13} + \sigma_{31}) + \frac{\Omega_{23}}{2}(\sigma_{32} + \sigma_{23})\right], \quad (13)$$

где $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ — оператор перехода. Гамильтонианы аналогичного вида получаются и в случае сигналов на частотах переходов 3-1 и 1-2, а также 1-2 и 2-3. Динамику системы можно описать с учетом процессов релаксации и дефазировки при помощи основного квантового уравнения с Линдбладовским членом:

$$\hat{L}[\rho] = (\Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{21}\rho_{22})\sigma_{11} + (\Gamma_{32}\rho_{33} - \Gamma_{21}\rho_{22})\sigma_{22} - (\Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{23}\rho_{22})\sigma_{33} - \sum_{i \neq j} \gamma_{ij}\rho_{ij}\sigma_{ij} \quad (14)$$

Найдя стационарное решение основного уравнения ($\dot{\rho} = 0$), можно вычислить среднее от оператора $\langle\sigma_{ij}\rangle = \text{Tr}(\sigma_{ij}\rho) = \rho_{ij}$. Напряжение на частоте

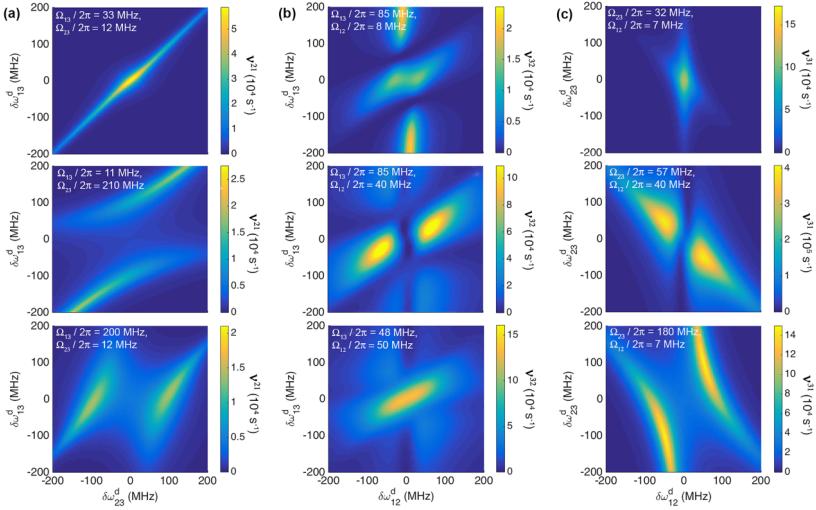


Рис. 21 — Рассчитанные зависимости компонент трехволнового смешения в зависимости от амплитуд драйва и частотной отстройки.

эмиссии можно найти как $V_{ij}^{em} = \hbar\Gamma_{ij}/d_{ij}^2 \cdot \langle \sigma_{ij} \rangle$, и для мощности когерентного излучения на частоте ω в единицах потока фотонов получаем следующее выражение:

$$\nu^{ij} = \frac{S_{ij}(\omega)}{\hbar\omega} = \frac{\Gamma_{ij}}{2} \langle \sigma_{ij}(\omega) \rangle^2. \quad (15)$$

Полученные для каждой возможной пары возбуждающих сигналов зависимости ν^{ik} от отстройки $\delta\omega_{ij}, \delta\omega_{jk}$ приведены на Рис. 21 для некоторых фиксированных значений амплитуд Ω_{ij}, Ω_{jk} .

Раздел 5.3 описывает экспериментальные результаты трехволнового смешивания. Полученные зависимости интенсивностей излучения представлены на Рис. ... и достаточно хорошо совпадают с расчетными для параметров $\Gamma_{21}/2\pi = 8$ МГц, $\gamma_{21}/2\pi = 8$ МГц, $\Gamma_{32}/2\pi = 38$ МГц, $\gamma_{32}/2\pi = 42$ МГц, $\Gamma_{31}/2\pi = 41$ МГц, $\gamma_{31}/2\pi = 39.5$ МГц. Таким образом, показан новый метод генерации когерентных микроволн при помощи трехволнового смешивания на трехуровневом искусственном атоме.

В Заключении приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Получены и исследованы образцы потоковых кубитов, сильно связанных с континуумом электромагнитных мод;
2. Изучены процессы смешивания классических волн на двухуровневом искусственном атоме;
3. Продемонстрирован и описан режим квантового смешивания волн; ...

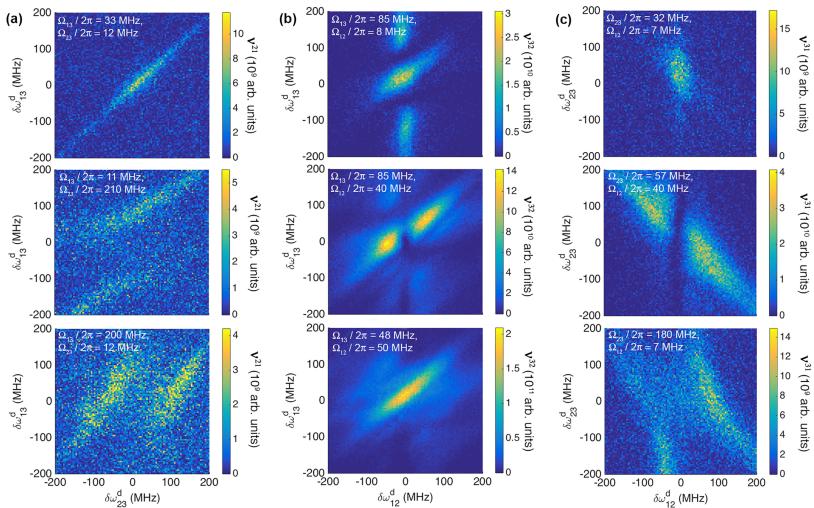


Рис. 22 – Экспериментально измеренные зависимости компонент трехволнового смешения в зависимости от амплитуд драйва и частотной отстройки.

4. Продемонстрировано и описано трехволновое смешивание на трехуровневой системе с Δ -конфигурацией переходов.

Автор выражает глубокую и искреннюю благодарность научному руководителю Астафьеву Олегу Владимировичу за внимание, добре отношение и готовность участвовать в обсуждении результатов и помогать в решении текущих проблем. Также автор благодарит весь коллектив лаборатории искусственных квантовых систем МФТИ, в особенности, Логинову Елену Николаевну и Федорова Глеба Петровича, а также коллектив лаборатории сверхпроводящих метаматериалов (МИСиС) и лаборатории сверхпроводимости (ИФТТ РАН).

Публикации автора по теме диссертации

1. Quantum wave mixing and visualization of coherent and superposed states in the waveguide / A. Y. Dmitriev [et al.] // Nature Communications. — 2017. — Vol. 8, no. 1352.
2. *Dmitriev, A. Y.* Scattering spectroscopy of a superconducting artificial atom, coupled to two half spaces / A. Y. Dmitriev, A. V. Korenkov, O. V. Astafiev // JETP Letters. — 2017. — Vol. 105, issue 2. — P. 110—113.
3. Mixing of coherent waves on a single three-level artificial atom / T. Hönigl-Decrinis [et al.] // Phys. Rev. A. — 2018. — Vol. 98. — 041801(R).

4. Probing photon statistics of coherent states by continuous-wave mixing on a two-level system / A. Dmitriev [et al.] // Phys. Rev. A. — 2019. — Vol. (accepted).
5. Korenkov, A. V. Measurement system of correlation functions of microwave single photon source in real time / A. V. Korenkov, A. Y. Dmitriev, O. V. Astafiev. — 2018.
6. Quantum coherent four wave mixing with artificial atoms / A. Dmitriev [et al.] // Mesoscopic Structures in Fundamental Applications. — 2015.
7. Effects of wave mixing on a single artificial atom in the waveguide / A. Dmitriev [et al.] // Superconducting Quantum Technologies: Proceedings. — 2018. — Vol. ISBN 978-5-907061-50-7. — P. 9—10.

Список литературы

1. Nakamura, Y. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box / Y. Nakamura, Y. A. Pashkin, J. Tsai // Nature. — 1999. — Vol. 398, no. 6730. — P. 786.
2. Josephson persistent-current qubit / J. Mooij [et al.] // Science. — 1999. — Vol. 285, no. 5430. — P. 1036—1039. — URL: <http://science.sciencemag.org/content/285/5430/1036>.
3. Makhlin, Y. Josephson-junction qubits with controlled couplings / Y. Makhlin, G. Scöhn, A. Shnirman // nature. — 1999. — Vol. 398, no. 6725. — P. 305.
4. Superconducting persistent-current qubit / T. Orlando [и др.] // Physical Review B. — 1999. — т. 60, № 22. — с. 15398.
5. Quantum fluctuations in electrical circuits / M. H. Devoret [et al.] // Les Houches, Session LXIII. — 1995. — Vol. 7, no. 8.
6. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics / A. Wallraff [и др.] // Nature. — 2004. — т. 431, № 7005. — с. 162—167. — URL: <http://www.nature.com/nature/journal/v431/n7005/abs/nature02851.html>.
7. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation / A. Blais [et al.] // Physical Review A. — 2004. — Vol. 69, no. 6. — P. 062320.
8. Electron beam lithography: resolution limits and applications / C. Vieu [et al.] // Applied surface science. — 2000. — Vol. 164, no. 1—4. — P. 111—117.
9. Devoret, M. H. Implementing qubits with superconducting integrated circuits / M. H. Devoret, J. M. Martinis // Experimental aspects of quantum computing. — 2005. — P. 163—203.

10. Coherent dynamics of a flux qubit coupled to a harmonic oscillator / I. Chiorescu [et al.] // Nature. — 2004. — Vol. 431, no. 7005. — P. 159.
11. Superconducting quantum circuits at the surface code threshold for fault tolerance / R. Barends [et al.] // Nature. — 2014. — Vol. 508, no. 7497. — P. 500.
12. Experimental demonstration of fault-tolerant state preparation with superconducting qubits / M. Takita [et al.] // Physical review letters. — 2017. — Vol. 119, no. 18. — P. 180501.
13. *Schoelkopf, R.* Wiring up quantum systems / R. Schoelkopf, S. Girvin // Nature. — 2008. — Vol. 451, no. 7179. — P. 664—669. — URL: <http://www.nature.com/nature/journal/v451/n7179/full/451664a.html>.
14. *Devoret, M. H.* Superconducting circuits for quantum information: an outlook / M. H. Devoret, R. J. Schoelkopf // Science. — 2013. — Vol. 339, no. 6124. — P. 1169—1174.
15. Surface loss simulations of superconducting coplanar waveguide resonators / J. Wenner [et al.] // Applied Physics Letters. — 2011. — Vol. 99, no. 11. — P. 113513.
16. Characterization and reduction of capacitive loss induced by sub-micron josephson junction fabrication in superconducting qubits / A. Dunsworth [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 111, no. 2. — P. 022601.
17. Coupling superconducting qubits via a cavity bus / J. Majer [et al.] // Nature. — 2007. — Vol. 449, no. 7161. — P. 443.
18. Randomized benchmarking of quantum gates / E. Knill [et al.] // Physical Review A. — 2008. — Vol. 77, no. 1. — P. 012307.
19. *Magesan, E.* Scalable and robust randomized benchmarking of quantum processes / E. Magesan, J. M. Gambetta, J. Emerson // Physical review letters. — 2011. — Vol. 106, no. 18. — P. 180504.
20. Simple pulses for elimination of leakage in weakly nonlinear qubits / F. Motzoi [et al.] // Physical review letters. — 2009. — Vol. 103, no. 11. — P. 110501.
21. *Castellanos-Beltran, M.* Widely tunable parametric amplifier based on a superconducting quantum interference device array resonator / M. Castellanos-Beltran, K. Lehnert // Applied Physics Letters. — 2007. — Vol. 91, no. 8. — P. 083509.
22. A near-quantum-limited Josephson traveling-wave parametric amplifier / C. Macklin [et al.] // Science. — 2015. — Vol. 350, no. 6258. — P. 307—310.
23. Single-shot qubit readout in circuit quantum electrodynamics / F. Mallet [et al.] // Nature Physics. — 2009. — Vol. 5, no. 11. — P. 791.

24. Amplification and squeezing of quantum noise with a tunable Josephson metamaterial / M. Castellanos-Beltran [и др.] // Nature Physics. — 2008. — т. 4, № 12. — с. 929. — URL: <https://www.nature.com/ARTICLES/nphys1090>.
25. Implementation of a quantum metamaterial using superconducting qubits / P. Macha [et al.] // Nature communications. — 2014. — Vol. 5. — P. 5146.
26. Zagoskin, A. Superconducting quantum metamaterials in 3D: possible realizations / A. Zagoskin // Journal of Optics. — 2012. — Vol. 14, no. 11. — P. 114011.
27. Generation of Fock states in a superconducting quantum circuit / M. Hofheinz [и др.] // Nature. — 2008. — т. 454, № 7202. — с. 310–314. — URL: <http://www.nature.com/nature/journal/v454/n7202/full/nature07136.html>.
28. Correlations, indistinguishability and entanglement in Hong-Ou-Mandel experiments at microwave frequencies / C. Lang [et al.] // Nature Physics. — 2013. — Vol. 9, no. 6. — P. 345–348. — URL: <http://www.nature.com/nphys/journal/v9/n6/abs/nphys2612.html>.
29. Tuneable on-demand single-photon source in the microwave range / Z. Peng [и др.] // Nature Communications. — 2016. — т. 7. — URL: <http://www.nature.com/ARTICLES/ncomms12588>.
30. Resonance Fluorescence from an Artificial Atom in Squeezed Vacuum / D. M. Toyli [и др.] // Phys. Rev. X. — 2016. — июль. — т. 6, вып. 3. — с. 031004. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.6.031004>.
31. Correlations and Entanglement of Microwave Photons Emitted in a Cascade Decay / S. Gasparinetti [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — окт. — т. 119, вып. 14. — с. 140504. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.140504>.
32. Resonance fluorescence of a single artificial atom / O. Astafiev [и др.] // Science. — 2010. — т. 327, № 5967. — с. 840–843. — URL: <http://science.sciencemag.org/content/327/5967/840>.
33. The flux qubit revisited to enhance coherence and reproducibility / F. Yan [et al.] // Nature communications. — 2016. — Vol. 7. — P. 12964.
34. Mollow, B. R. Power Spectrum of Light Scattered by Two-Level Systems / B. R. Mollow // Phys. Rev. — 1969. — дек. — т. 188, вып. 5. — с. 1969–1975. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.188.1969>.

35. Dynamics of coherent and incoherent emission from an artificial atom in a 1D space / A. A. Abdumalikov Jr [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — т. 107, № 4. — с. 043604. — URL: <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.107.043604>.
36. *Grangier, P.* Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences / P. Grangier, G. Roger, A. Aspect // EPL (Europhysics Letters). — 1986. — т. 1, № 4. — с. 173.
37. Autler-Townes Effect in a Superconducting Three-Level System / M. A. Sillanpää [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2009. — нояб. — т. 103, вып. 19. — с. 193601. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.193601>.
39. *Patterson, D.* Sensitive Chiral Analysis via Microwave Three-Wave Mixing / D. Patterson, J. M. Doyle // Phys. Rev. Lett. — 2013. — июль. — т. 111, вып. 2. — с. 023008. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.023008>.

Дмитриев Алексей Юрьевич

Исследование нелинейных и квантово-оптических эффектов при рассеянии света на
сверхпроводниковом кубите в одномерном пространстве

Автореф. дис. на соискание ученой степени к.ф-м.н

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____