

На правах рукописи

Шульга Кирилл Владимирович

МИКРОВОЛНОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ  
КОГЕРЕНТНЫХ СИСТЕМ И КВАНТОВЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

01.04.07

физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва  
2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела Российской академии наук.

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук, профессор,  
**Рязанов Валерий Владимирович**

**Научный консультант:** доктор физико-математических наук, профессор,  
**Устинов Алексей Валентинович**

**Официальные оппоненты:** **Панкратов Андрей Леонидович**  
доктор физико-математических наук, профессор  
Филиал Федерального государственного  
бюджетного научного учреждения  
«Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики Российской  
академии наук», старший научный сотрудник

**Гольцман Григорий Наумович**  
доктор физико-математических наук, профессор  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Московский педагогический государственный  
университет», заведующий кафедрой

**Ведущая организация:** Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт спектроскопии  
Российской академии наук

Защита состоится “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2017 года в 14<sup>30</sup> на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 на базе ФГБУН Институт физики твердого тела Российской академии наук по адресу: 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д.2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте диссертационного совета по адресу <http://www.issp.ac.ru/main/dis-council.html>

Автореферат разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2017 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 002.100.01  
доктор физико-математических наук

Зверев В. Н.

© Шульга К.В., 2017  
© ИФТТ РАН, 2017

## Общая характеристика работы

Тема диссертации относится к области квантовых технологий, которые в настоящее время представляют собой одну из наиболее перспективных областей науки и техники. Реализуемые и исследуемые в настоящей диссертации структуры основаны на сверхпроводящих кубитах, использующих уникальные свойства джозефсоновских туннельных переходов и квантование магнитного потока. Сверхпроводящие кубиты являются в настоящее время общепризнанной и наиболее перспективной элементной базой для построения квантового компьютера. Однако использование этих когерентных структур, представляющих собой фактически искусственные атомы, намного шире долговременной задачи реализации универсального квантового компьютера. Сверхпроводниковые квантовые системы перспективны также в области сверхчувствительных сенсоров, усилителей с предельными (квантовыми) характеристиками, метрологии, разработки принципиально новых приборов квантовой электроники.

Еще одним важным применением сверхпроводящих кубитов, относящимся к задачам диссертации, является то, что они могут быть «кирпичиками», мета-атомами квантовых метаматериалов – искусственных сред с новыми уникальными электромагнитными характеристиками. Для контроля и изменения квантовых состояний сверхпроводящих кубитов используются микроволновые сигналы. Для считывания квантовых состояний кубитов часто применяются высокодобротные микроволновые резонаторы. Взаимодействие кубита и резонатора, в том числе и с помощью обмена микроволновыми фотонами – интересная область классической и квантовой электродинамики.

В настоящей работе выполнены эксперименты, включающие различные аспекты (ступеньки) работы со сверхпроводящими кубитами. В первой части работы исследованы новые особенности функционирования сверхпроводниковых резонаторов, связанные с проникновением в них абрикосовских вихрей. Отдельная глава посвящена одиночным кубитам, изготовленным с применением сверхпроводящих инверторов фазы ( $\pi$ -контактов), которые используются для достижения рабочего режима кубита без приложения внешнего магнитного поля. Значительная часть диссертации посвящена исследованию массивов субмикронных структур на основе сверхпроводящих контуров с джозефсоновскими переходами, находящимися в квантовом пределе при сверхнизких температурах. В этой части работы исследуется возможность построения квантовых метаматериалов, обладающих необычными свойствами, зависящими от структуры всей системы и внутренних параметров отдельных элементов, составляющих такой материал.

Таким образом, целью исследования, проводимого в представленной работе, являлась реализация новых модификаций сверхпроводящих кубитов, изучение новых микроволновых свойств систем на основе таких «искусственных атомов» в пределе сильной связи. Диссертация содержит обширные технологические наработки, а также четыре исследовательские части, связанные с изучением характеристик массивов, а также отдельных сверхпроводящих кубитов на основе джозефсоновских контактов с туннельными и ферромагнитными барьерами (SIS и SFS).

### Актуальность темы.

Сверхпроводниковая электроника на основе джозефсоновских переходов – один из кандидатов в лидеры грядущей «пост-кремниевой эпохи». Это касается как цифровой электроники, использующей хранение и перемещение квантов магнитного потока, так и квантовой электроники, основанной на сверхпроводящих кубитах: квантовых симуляторов и компьютеров. Одним из главных препятствий на пути дальнейшего развития сверхмощных вычислительных комплексов и комплексов приема и обработки сигналов является проблема энергоэффективности, тесно сопряженная с проблемами дальнейшего увеличения степени интеграции микросхем. Сверхпроводящая электроника использует ряд макроскопических квантовых эффектов, свойственных только сверхпроводникам, главные из которых: квантование магнитного потока в сверхпроводящих цепях и нелинейные свойства (эффекты Джозефсона), устанавливающие связь между токами, протекающими через сверхпроводниковые гетероструктуры, с изменением фазы волновой функции, которая описывает корреляции между сверхпроводящими электронами. Это обеспечивает принципиальные преимущества «джозефсоновских» информационных комплексов: быстродействие, энергоэффективность и «макроквантовость». Актуальным направлением является также разработка сверхчувствительных сенсоров, квантовых усилителей, других принципиально новых приборов квантовой оптики и квантовой электроники на основе искусственных атомов, в том числе: компактных (на чипе) источников микроволнового излучения, усилителей с предельными шумовыми характеристиками, детекторов фотонов в микроволновом диапазоне. К настоящему времени уже продемонстрирован ряд фундаментальных эффектов на чипе, ранее недостижимых, среди них: лазерный эффект на одиночном искусственном атоме, резонансная флуоресценция на одиночном искусственном атоме, квантовый усилитель на одиночном искусственном атоме, индуцированная прозрачность на одиночном искусственном атоме.

Исследование мезоскопических структур, в которых проявляются когерентные квантовые эффекты – новая, быстро развивающаяся область современной физики. Такие исследования стали возможны с недавних пор в

связи с развитием техники сверхнизких температур и нанотехнологий изготовления квантовых субмикронных структур. Важность и перспективность этих направлений подтверждается большой активностью научных групп и объёмом публикаций, в том числе, в самых цитируемых научных журналах. Среди реализуемых вычислительных квантовых систем нужно, прежде всего, отметить квантовые симуляторы: специально сконструированные, контролируемые квантовые устройства, поведение которых достаточно близко воспроизводит поведение интересующей квантовой системы, непосредственное измерение которой на эксперименте или эффективное моделирование с помощью численных расчётов на обычных компьютерах невозможно в силу её сложности. С использованием квантовых симуляторов планируется моделирование сложных химических реакций, сложных материалов (магнетиков, высокотемпературных сверхпроводников и т.п.); внутриядерных процессов; и т.д. Квантовые симуляторы могут работать при существенно менее жёстких ограничениях, чем универсальные квантовые компьютеры, сроки реализации которых все еще очень неопределены, в квантовых симуляторах могут успешно использоваться уже разработанные и реализованные к настоящему моменту разные типы кубитов. Первыми примерами реализованных коммерческих квантовых симуляторов, использующих процедуру «квантового отжига» являются коммерческие устройства компании D-wave systems, Канада.

**Основные цели данной работы** состояли в реализации и исследовании отдельных сверхпроводящих кубитов, сверхпроводящих элементов (резонаторов), используемых для контроля и считывания их состояний, а также массивов кубитов – квантовых метаматериалов.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

- Обнаружена возможность детектирования одиночных абрикосовских вихрей при помощи сверхпроводящих резонаторов. Зависимость изменения частоты сверхпроводящего резонатора от приложенного к нему перпендикулярного постоянного магнитного поля имеет скачкообразный характер, наложенный на непрерывное уменьшение частоты резонатора вследствие увеличения лондоновской глубины проникновения в сверхпроводник. Исследованы свойства обнаруженного процесса, в частности, исследован гистерезисный характер динамики вихрей в резонаторе, изучено явление необратимой намагниченности, а также зависимость всех полученных особенностей от размеров резонатора.
- Реализованы и исследованы потоковые кубиты с джозефсоновскими SFS  $\pi$  – контактами, приводящими кубит в рабочую точку вырождения квантовых состояний без приложения магнитного поля. Исследованы вольт-амперные характеристики SFS и SIS переходов, содержа-

щихся в таком гибридном кубите, а также свойства границы раздела между двумя разными сверхпроводниками Nb и Al, использованными в этих переходах. Продемонстрировано отличие дисперсионных сдвигов сверхпроводящего резонатора для кубита с  $\pi$  – контактом и без него.

- Предложен и исследован новый тип кубитов - зеркальные потоковые кубиты (twin qubits), состоящие из двух сверхпроводящих колец и пяти джозефсоновских переходов. Реализован метаматериал на основе этих кубитов, демонстрирующий контролируемую прозрачность и способный скачкообразно изменять фазы джозефсоновских переходов в широком диапазоне частот, в зависимости от магнитного поля, приложенного к образцу. В узком диапазоне частот обнаружено значительное усиление прохождения микроволн через метаматериал. Представлен теоретический анализ взаимодействия квантового метаматериала с электромагнитным полем, находящийся в согласии в экспериментальными данными.
- Исследован метаматериал, содержащий массив кубитов-трансмонов, связанных со сверхпроводящим резонатором. Изучены свойства коллективных мод этого метаматериала при разных режимах, в частности, показано увеличение силы связи коллективной моды с модой в резонаторе в  $\sqrt{N}$  раз, где  $N$  - это число кубитов. Исследованы многофотонные процессы, возбуждающие верхние уровни коллективного состояния всего метаматериала.

### **Научная новизна и практическая ценность работы:**

Исследованные в диссертации новые квантовые когерентные структуры могут быть использованы при разработке новых приборов квантовой микроволновой оптики и квантовой электроники, а также сверхчувствительных сенсоров и электромагнитных сред с новыми микроволновыми характеристиками. Перспективы применения подобных устройств связаны с возможностью реализации принципиально новых искусственных микроволновых систем, обеспечивающих сильную связь электромагнитного излучения с «искусственными атомами», а также принципиально новых вычислительных систем. Проведенные фундаментальные исследования находятся на переднем крае нелинейной волновой и низкотемпературной физики.

**Личный вклад.** Автор принимал активное участие в расчете и разработке экспериментальных образцов, усовершенствовании внутренней оснастки криостата растворения, подготовке экспериментальных образцов, проведении измерений и обработке полученных результатов, написании статей.

**Апробация работы.** Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и семинарах: «Frontiers of Condensed

Matter» (Лез-Уш, Франция 2013 г.), международная конференция «Interaction of Superconductivity and Magnetism in Nanosystems» (Москва, Россия 2015 г.), «Quantum simulations and many-body physics with light» (Ханья, Греция 2016 г.), а также на научных семинарах Физического института Технологического Университета Карлсруэ, лаборатории Сверхпроводящих материалов МИСиС, лаборатории Искусственных квантовых систем МФТИ и Теоретическом семинаре Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау в Институте Физических проблем им. П.Л. Капицы.

### Публикации.

Материалы диссертационной работы опубликованы в 3 статьях [1–3] в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК, и 5 тезисах докладов в сборниках трудов международных конференций.

### Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 6 глав, выводов и библиографии. Общий объем диссертации составляет 115 страниц, включая 40 рисунков. Библиография включает 55 наименований на 7 страницах.

## Краткое содержание диссертационной работы

Во Введении сформулированы задачи и цели диссертационной работы, обусловлена ее актуальность, представлены защищаемые положения, обозначены научная новизна и практическая значимость работы, представлена структура диссертации.

Глава 1 (*Обзор литературы*) посвящена обзору теоретических и экспериментальных методов, используемых для исследования сверхпроводящих цепей, содержащих джозефсоновские переходы. В частности, в **разделе 1.1.1** кратко описано соотношение Амбегаокара-Баратова для зависимости критического тока перехода от температуры и сопротивления в нормальном состоянии, описана резистивно-шунтированная RCSJ модель (The resistively and capacitively shunted junction), в которой рассмотрена динамика джозефсоновского перехода, а также введены джозефсоновская  $E_J$  и зарядовая  $E_C$  энергии, характеризующие свойства джозефсоновского перехода. В **разделе 1.1.2** проведен обзор работ, посвященных исследованию систем, содержащих разнообразные сверхпроводящие кубиты. Введена классификация таких кубитов, основанная на соотношении Гейзенберга для канонически сопряженных операторов потока  $\Phi$  и заряда  $Q$ . В **разделе 1.1.3** описан потоковый кубит [4], состоящий из сверхпроводящего кольца с тремя джозефсоновскими переходами, один из которых в  $\alpha$  меньше двух других. Описаны два квантовых состояния такого кубита, которым физически отвечают движению сверхпроводящего экранирующего тока внутри кольца по часовой и против часовой стрелки. Показана зависимость потенциальной энергии потокового кубита от приложенного к

нему внешнего магнитного поля. Расстояние между энергетическими уровнями в потенциале этого кубита описывается гиперболической зависимостью  $\nu = \sqrt{\Delta_q^2 + (\epsilon/h)^2}$ . В **разделе 1.1.4** приведено описание зарядового кубита [5], состоящего из сверхпроводящего островка, емкостным образом связанного со сверхпроводящей плоскостью и «гейта», непрерывно меняющего напряжение на островке. Используется базис из двух состояний  $|n\rangle$  и  $|n+1\rangle$  куперовских пар, попадающих на сверхпроводящий остров с плоскости. Если учесть влияние туннельной энергии (в случае зарядового кубита ее роль исполняет джозефсоновская энергия), то вырождение между двумя зарядовыми состояниями снимается. Вблизи точки вырождения кубит ведет себя как двухуровневая система, которая полностью контролируется внешними гейтами. Также поставлен акцент на популярную современную модификацию зарядового кубита, шунтированного большой емкостью - трансмоне [6].

**Раздел 1.2** посвящен квантовомеханическому описанию кубитов с точки зрения квантовой оптики и без привязки к их конкретной физической реализации. В **разделе 1.3** описаны в классическом и квантовом представлении сверхпроводящие резонаторы, используемые для считывания состояния кубитов. Квантовая электродинамика электрических цепей описана в **разделе 1.4**, в частности, показан способ взаимодействия кубитов с внешней средой и с модами сверхпроводящего резонатора. В **разделе 1.4.1** приведена модель Джейнса - Каммингса [7], описывающая гамильтониан взаимодействия двухуровневой системы (кубита) с гармоническим осциллятором (резонатором)  $H_{JC} = -\frac{\hbar\omega_q}{2}\sigma_z + \hbar g(a + a^+)\sigma_x + \hbar\omega_r(a^+a + \frac{1}{2})$ , где  $\omega_q$  и  $\omega_r$  - частоты кубита и резонатора соответственно,  $g$  - константа связи кубита и резонатора,  $a$   $a^+$  - операторы рождения и уничтожения фотонов в резонаторе, а  $\sigma_x$  и  $\sigma_z$  - матрицы Паули. **Раздел 1.4.2** посвящен дисперсионному считыванию кубитов с помощью резонатора, при котором отстройка частот кубита и резонатора намного больше силы связи между ними  $\Delta \gg g$ . Диагонализация гамильтониана Джейнса - Каммингса в приближении вращающейся волны [8] также дает возможность представить гамильтониан в специальном виде, позволяющем определять состояния кубита при помощи измерения величины сдвига частоты резонатора. В **разделе 1.5.1** представлено теоретическое описание взаимодействия кубита с короткими микроволновыми импульсами, изменяющими состояние кубита. Введены уравнения Блоха, описывающие динамику матрицы плотности кубита с учетом релаксации и дефазировки системы. Введен формализм визуализации состояния кубита с помощью сферы Блоха.

**Глава 2** (*Экспериментальное оборудование и обзор образцов*) посвящена обсуждению использованных в работе методик и экспериментального оборудования для микроволнового исследования сверхпроводящих экспе-

риментальных образцов. Описаны процессы изготовления экспериментальных образцов, в частности, технология теневого напыления джозефсоновских переходов. Приведено устройство криогенного оборудования, криостата растворения, представлено разнообразное микроволновое оборудование, используемое для передачи сигналов к исследуемым образцам. Особое внимание уделено разработанному в работе держателю образца, конструкция которого позволяет избежать интерференции между сигналом кубита и электромагнитными модами, частоты которых определяются линейными размерами внутренней полости держателя. Подавление этого эффекта достигается за счет уменьшения внутреннего объема полости над образцом и, как следствие, увеличения всех характерных паразитных частот [1].

**Глава 3** (*Детектирование единичных абрикосовских вихрей в микроволновом резонаторе*) посвящена экспериментальным результатам исследования динамики абрикосовских вихрей, движущихся в пленках сверхпроводника второго рода в тонких каналах сверхпроводящих резонаторов.

В первом разделе этой главы обсуждается геометрия образцов, состоящих из передающей копланарной линии и сверхпроводящих  $\lambda/4$  резонаторов разной длины, емкостным образом связанных с ней (Рис. 1). Резонаторы закорочены на землю на чипе через тонкие каналы разной ширины. Также в этой главе высказывается гипотеза о возможности измерения абрикосовских вихрей, прикрепленных к центрам пиннинга в этих каналах, с помощью наблюдения за изменением частоты и добротности сверхпроводящего резонатора.

**Раздел 3.2** посвящен экспериментальной проверке этой гипотезы. Снимаются зависимости частоты резонаторов от приложенного перпендикулярно к чипу магнитного поля (Рис. 2). Изменение частоты резонатора в этом случае определяется двумя преобладающими вкладками: непрерывным квадратичным уменьшением частоты с увеличением амплитуды внешнего магнитного поля, а также резкими скачками-ступенями.

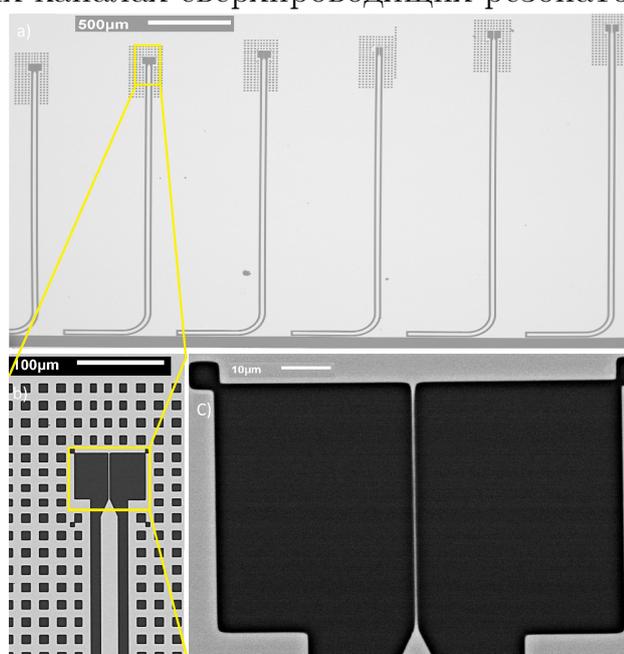


Рис. 1. а) Оптическая фотография чипа с шестью сверхпроводящими резонаторами, подключенными к передающей микроволновой линии; б) область одного микроволнового резонатора; в) закороченный конец  $\lambda/4$  резонатора, вблизи которого обычно располагается потоковый кубит.

Первый эффект уменьшения частоты сверхпроводящего резонатора можно объяснить при учете нелинейных вкладов в уравнения Лондона и их влияния на изменения эффективных размеров резонатора вследствие увеличения лондоновской глубины проникновения магнитного поля вглубь сверхпроводника [9]. Так, частота резонатора может быть выражена как  $f(T, H) = f(T, 0)(1 - (L_K(T, 0)/L_T)\beta(T)H^2/H_c^2)$ , где  $L_K(T, 0)$  - это кинетическая индуктивность при нулевом поле,  $L_T$  - полная индуктивность,  $\beta(T)$  - размерный параметр; величина  $\beta(T)H^2$  мала по сравнению с  $H_c^2$  и  $L_K$  мала по сравнению с  $L_T$ . Как можно видеть на Рис. 2, частота резонатора уменьшается по квадратичному закону при увеличении магнитного поля.

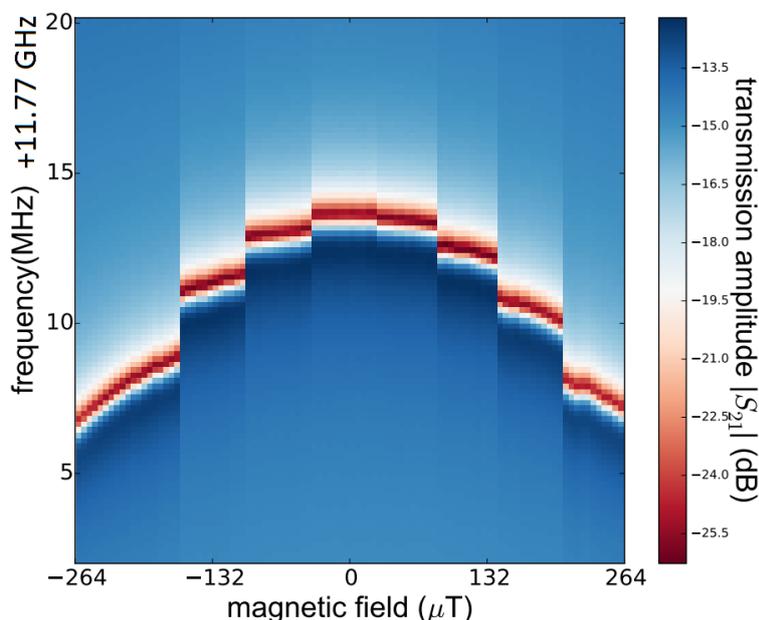


Рис. 2. Положение частоты одного резонатора  $\approx 11.77$  ГГц (красная прерывистая линия) как функция внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно к образцу.

В соответствии с моделью Бина [10] внутри пленки сверхпроводника возникает градиент вихрей, то есть плотность вихрей спадает вглубь сверхпроводника так, что  $dB/dx = j_c$ , где  $j_c$  - критический ток пиннинга. Чем уже (меньшей ширины) Nb пленка, тем при меньшем поле вихревой фронт (первый ряд вихрей) добирается до центра пленки. При конечной температуре существует возможность для крипа (переползания) вихрей за счет их термоактивационного срыва с центров пиннинга. Однако описываемый эксперимент проводился при очень низких температурах  $\approx 10$  мК, где данным эффектом можно пренебречь. При увеличении поля абрикосовские вихри могут проникать в узкий сверхпроводящий мостик, соединяющий копланарную линию резонатора с землей на чипе, и, тем са-

Второй эффект, представленный на Рис. 2, заключается в том, что при достижении определенных значений магнитного поля, частота резонатора внезапно уменьшается на величину порядка 3-4 МГц. Суть этого явления можно описать, рассмотрев динамику джозефсоновских вихрей в сверхпроводнике. При увеличении магнитного поля в сверхпроводнике вблизи границы возникают абрикосовские вихри, которые пиннинуются самой границей сверхпроводника. При увеличении поля

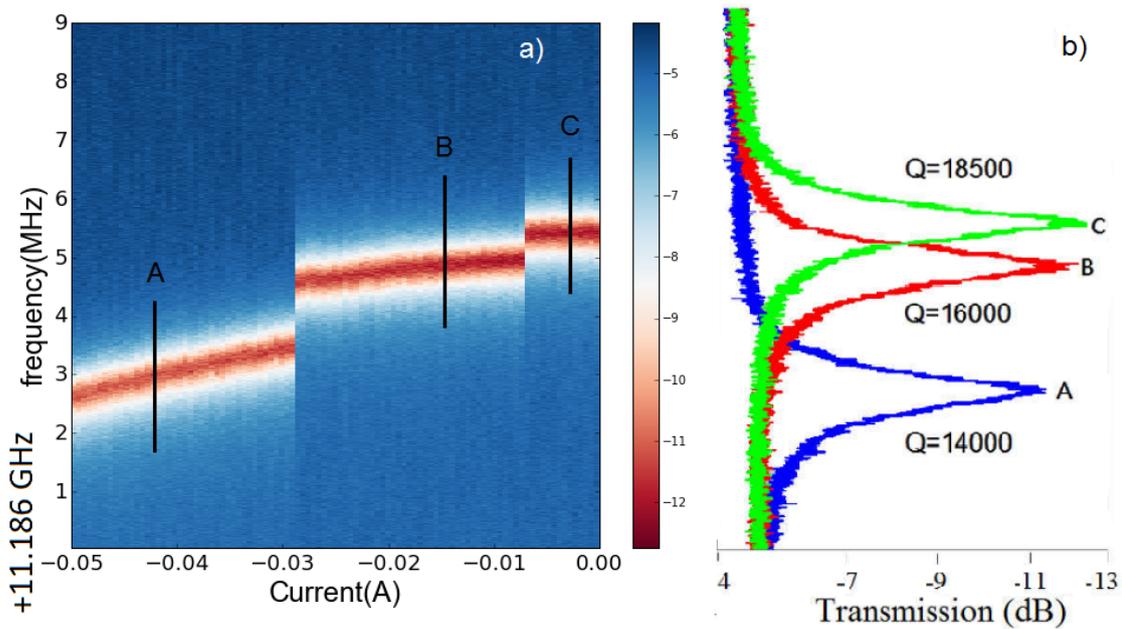


Рис. 3. (а) Два скачка на зависимости частоты резонатора от изменения внешнего магнитного поля. (б) Ухудшение нагруженной добротности резонатора после каждого скачка частоты, что может быть объяснено колебаниями вихрей вблизи центров пиннинга под действием микроволнового сигнала.

мым, увеличивают локальное магнитное поле внутри резонатора, а также меняют его импеданс из-за изменения тока, текущего вокруг резонатора, взаимодействующего с током вихря. Дополнительную чувствительность данному процессу придает тот факт, что концентрация тока в утончении резонатора максимальна и поэтому это место наиболее чувствительно к наличию вихря рядом с ним.

Как можно видеть на Рис. 3, измеренная нагруженная добротность резонатора уменьшается после каждого скачка частоты, соответствующего проникновению очередного вихря внутрь резонатора. Происходит это из-за увеличивающегося взаимодействия фотонов, находящихся в резонаторе, с абрикосовскими вихрями, которые совершают колебания в потенциальных ямах центров пиннинга. Скорость диссипации энергии в резонаторе при этом увеличивается. В **разделе 3.3** описаны возникающие в исследуемых структурах эффекты гистерезиса для вхождения и выхода одного абрикосовского вихря из сверхпроводящего канала. Движение вихрей вглубь горлышка резонатора влечет за собой возможность наблюдения явления необратимой намагниченности, возникающей при больших магнитных полях, которая описывается моделью Бина [10].

Все описанные в этой главе эффекты могут быть применены на практике как инструмент, способный обнаружить наличие и движение одиночного абрикосовского вихря, захваченного резонатором. Особенности подобного движения, как, например, наличие гистерезистной природы и эффекта

необратимой намагниченности образца, могут быть учтены при проектировании и создании образцов, содержащих описанные выше структуры, а также для избежания влияния этих эффектов на сверхпроводящие кубиты, расположенные вблизи сверхпроводящих резонаторов.

**Глава 4** (*Исследование гибридных Nb/Al джозефсоновских переходов и потоковых кубитов с  $\pi$ -переходами*) посвящена экспериментальному исследованию сверхпроводящих потоковых кубитов, созданных с использованием джозефсоновских SFS - переходов ( $\pi$  - переходов) с инверсией разности сверхпроводящих фаз. В **разделе 4.1** приводится аргументация выгоды использования потоковых кубитов с  $\pi$ -переходами. Для манипулирования частотой потокового кубита используется приложенное извне магнитное поле, которое может являться источником значительных шумов, приводящих к дефазировке квантового состояния кубита. Точка вырождения потокового кубита, в которой скорость дефазировки кубита минимальна, соответствует магнитному потоку  $\Phi_0/2$ , проходящему через кольцо кубита, где  $\Phi_0$  - квант магнитного потока. Для того, чтобы избежать влияния источников внешнего шума, можно использовать так называемый  $\pi$ -переход, встроенный в кольцо кубита [11, 12]. Наиболее проработанный на данный момент процесс создания  $\pi$ -переходов сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник по ниобиевой технологии описан в статье [13]. Для создания большого спектра разнообразных сверхпроводящих кубитов успешно используется процесс двухуглового теневого напыления, который наиболее приемлем для получения субмикронных Al/AlO<sub>x</sub>/Al джозефсоновских переходов с желаемыми характеристиками и малыми плотностями микроскопических двух-уровневых дефектов в оксидном слое туннельного барьера. Также стоит упомянуть, что ниобий является наиболее часто используемым материалом в цифровой джозефсоновской электронике, которая основана на туннельных переходах Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb, однако средние времена жизни основанных на ниобии кубитов значительно короче, чем у алюминиевых аналогов. В **разделе 4.2** подробно описывается процесс создания гибридных кубитов Al-Nb. После чего в **разделе 4.3** описано исследование вольт-амперных характеристик таких используемых в эксперименте джозефсоновских переходов в <sup>3</sup>He криостате при температуре 300 мК. Также, исходя из геометрии переходов и литературных данных по зависимости критической плотности токов переходов Al/AlO<sub>x</sub>/Al с их емкостью, можно оценить емкость переходов  $0.2 \times 1.0 \mu\text{m}^2 \text{ C} \approx 4.43 \pm 0.92 \text{ fF}$ . Ярко выраженный обратный изгиб возвратной квазичастичной ветви, максимальное наблюдаемое значение которого равно 0.4 мВ, хорошо соответствует удвоенной щели алюминия.

В **разделе 4.4** проведено сравнение свойств потоковых кубитов, созданных с и без использования  $\pi$  - переходов. Для измерений потоковых

кубитов в данной работе использовался дизайн чипа, описанный в прошлой главе. Микроволновый сигнал распространяется по передающей линии, к которой емкостным образом присоединены  $\lambda/4$  резонаторы. Рядом с закороченным на землю концом одного из резонаторов располагалось два потоковых кубита: один с SFS  $\pi$ -переходом с 12 нм слоем из ферромагнитного сплава  $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$  [13], в другом кубите с идентичной геометрией такой слой отсутствовал, т.е. верхний и нижний ниобиевые слои были закорочены друг на друга. Фотография чипа изображена на Рис. 4.

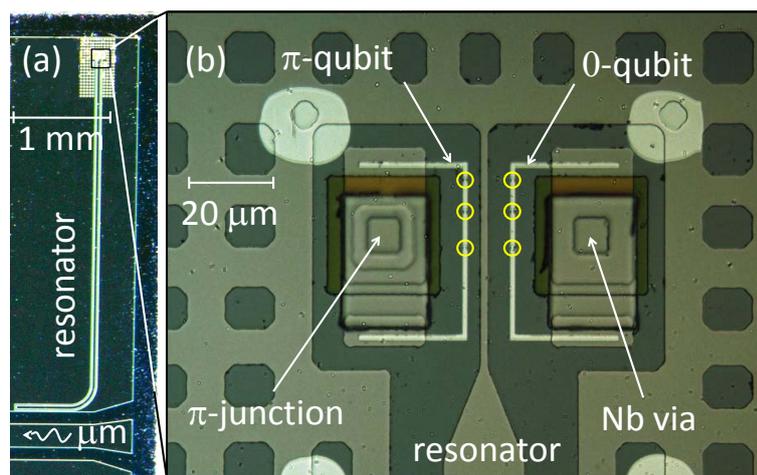


Рис. 4. а)  $\lambda/4$  резонатор, емкостным образом связанный с передающей линией б) оптическая фотография двух гибридных Nb/Al потоковых кубитов, расположенных вблизи закороченного на землю конца  $\lambda/4$  резонатора. Ниобиевая часть левого кубита содержит  $\pi$ -переход. Правый кубит имеет ниобиевый соединитель, создающий сверхпроводящую закоротку между алюминиевыми частями. Желтыми кругами выделено положение алюминиевых джозефсоновских переходов.

Критический ток SFS - перехода для потокового кубита с  $\pi$ -переходом был сделан намного больше, чем критический ток остальных Al/AlO<sub>x</sub>/Al джозефсоновских переходов, входящих в кольцо кубита. Параметры Nb-Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub>-Nb  $\pi$ -перехода, использованного в данном исследовании, следующие: толщина CuNi-слоя 12 нм, плотность критического тока - 3.7 кА/см<sup>2</sup>, площадь SFS перехода 10×10 мкм<sup>2</sup>, критический ток 3.7 мА. Величина критического тока SFS-переходов достаточно велика, она на три порядка превышает величины критических токов алюминиевых туннельных переходов. При этом разница фаз на  $\pi$ -переходе остается всегда близкой к  $\pi$ , даже при нулевом внешнем магнитном поле. Учитывая этот факт можно утверждать, что основное состояние кубита сдвинуто на  $\pi$ , что эквивалентно приложению  $\Phi_0/2$  магнитного потока к кольцу кубита. Оба кубита, участвующие в эксперименте, были измерены одновременно при помощи одного резонатора, так как они имеют немного отличающиеся площади, и потому одинаковое локальное магнитное поле создает разные магнитные потоки для каждого из них.

Отклик резонатора, связанного с двумя потоковыми кубитами (с и без  $\pi$ -перехода), на изменение магнитного поля показан на Рис. 5. Пик в амплитуде прошедшего сигнала возникает в момент, когда частота одного из кубитов  $\omega_{q1}$  или  $\omega_{q2}$  достигает частоты резонатора  $\omega_r$ , что про-

исходит при магнитном потоке близком к  $\Phi_0/2 \pm n\Phi_0$  для кубита без  $\pi$ -перехода и  $\pm n\Phi_0$  для кубита с  $\pi$ -переходом, где  $n$  - целое число. Можно легко видеть два набора периодических пиков на Рис. 5. Амплитуда сигналов от двух кубитов также разная вследствие разных констант связи  $\tilde{g}_1$  и  $\tilde{g}_2$  между кубитами и резонатором. Был проведен анализ пиков, соответствующих 0-кубиту и  $\pi$ -кубиту, в ходе которого было найдено реальное положение нуля локального магнитного поля, в котором находился пик, соответствующий  $\pi$ -кубиту и был исследован эффект смещения точки вырождения гибридных кубитов на половину кванта магнитного потока, по сравнению с обычными потоковыми кубитами. Таким образом, можно заключить, что  $\pi$ -переходы являются уникальным элементом для усовершенствования потоковых кубитов, особенно в многокубитных схемах, в которых разброс площади колец кубитов приводит к необходимости создания контрольных линий, подстраивающих рабочее магнитное поле в каждом кубите индивидуально.  $\pi$ -кубиты могут находиться в своей рабочей точке (точке вырождения) без приложения внешнего магнитного поля в условиях хорошего магнитного экранирования

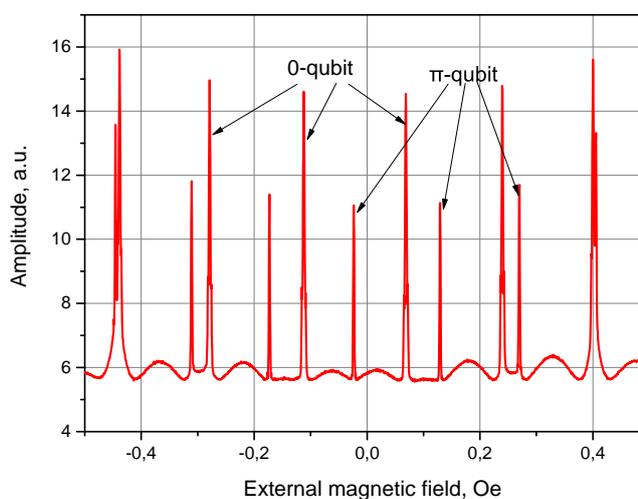


Рис. 5. Амплитудный отклик пробного сигнала, проходящего через передающую линию на фиксированной частоте  $\omega = \omega_r = 10.218$  ГГц. Один периодический набор пиков соответствует потоковому кубиту с  $\pi$ -переходом, другой - кубиту без  $\pi$ -перехода. Разница в амплитудах сигналов у каждого набора является следствием разных констант связи кубитов и резонатора.

**Глава 5** (*Индукцированная магнитным полем прозрачность квантового метаматериала, состоящего из зеркальных потоковых кубитов*) посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию прохождения электромагнитных волн через сложный метаматериал, состоящий из сверхпроводящих кубитов нового типа - зеркальных потоковых кубитов (twin flux qubits), который сильно связан с электромагнитным полем вокруг него.

В первом разделе этой главы обсуждается возможность исследования свойств квантовых метаматериалов, то есть искусственно созданных систем, содержащих массивы кубитов. Когерентные макроскопические квантовые феномены могут быть просто обнаружены в экспериментах по

пропусканию электромагнитных волн через передающие линии, имеющие связь со сверхпроводящим квантовым метаматериалом. При слабой связи между передающей линией и метаматериалом частотная  $f$  зависимость коэффициента прохождения  $S_{21}(f)$  может демонстрировать наличие некоторого количества узких провалов в спектре метаматериала. Причиной такого подавления прохождения является резонансное возбуждение внутренних осцилляций кубитов, входящих в состав метаматериала [14]. Чтобы получить сильный электромагнитный отклик в широком диапазоне частот, мы исследовали метаматериал сильно связанный с передающей линией, а также обладающий большим количеством внутренних состояний, переключение между которыми определяется внешним магнитным полем, подаваемым на метаматериал.

На Рис.6 представлена фотография сверхпроводящего метаматериала, состоящего из массива 15 зеркальных потоковых кубитов, каждый из которых содержит два одинаковых кольца и пять джозефсоновских переходов. Центральные джозефсоновские переходы всего массива кубитов (они называются  $\alpha$  - переходами) встроены непосредственно в электрод алюминиевого копланарного волновода для обеспечения сильной связи между передающей линией и зеркальными кубитами.

Была обнаружена большая вариация коэффициента пропускания  $S_{21}$  сигнала через метаматериал в зависимости от частоты микроволн  $f$  и от величины приложенного к нему магнитного поля (Рис. 7а). Важным результатом данного эксперимента является наличие двух кардинально разных регионов по магнитному

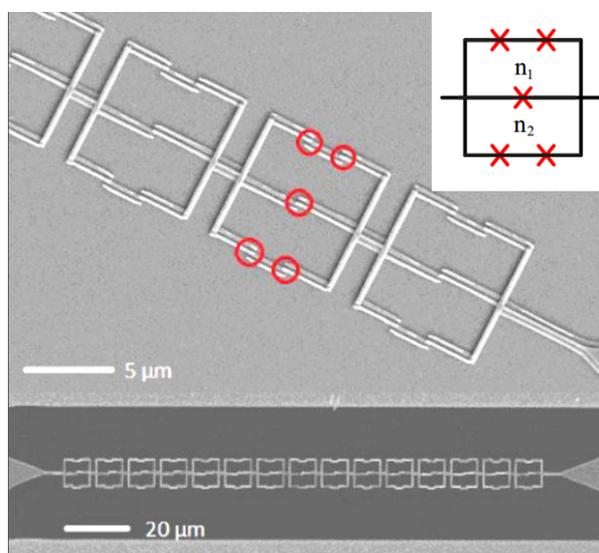


Рис. 6. Сверхпроводящий метаматериал, состоящий из 15 «зеркальных потоковых кубитов» встроженных в передающую линию. Увеличенное изображение нескольких кубитов, а также всего образца, получено с помощью сканирующего электронного микроскопа. Вставка демонстрирует схему одного «зеркального кубита», где  $n_1$  и  $n_2$  - это целые числа квантов потока, проникающих через верхнее (нижнее) кольцо кубита. Отдельный кубит состоит из двух сверхпроводящих колец с четырьмя одинаковыми джозефсоновскими переходами, которые имеют размеры  $200 \times 355 \text{ нм}^2$  каждый, расположенными на внешних частях колец и одним джозефсоновским переходом на центральной линии в  $\alpha = 0.72$  раз меньше (помечены красным). Джозефсоновская энергия переходов  $E_J = 39 \times h \text{ ГГц}$ . Отношение джозефсоновской и зарядовой энергий центрального перехода  $E_J/E_C \approx 3.8$ .

полю, в которых коэффициенты прохождения  $S_{21}$  значительно отличаются друг от друга (светло-оранжевая и зелено-синяя вертикальные области на Рис. 7а). Переключение между этими двумя регионами невероятно резкое

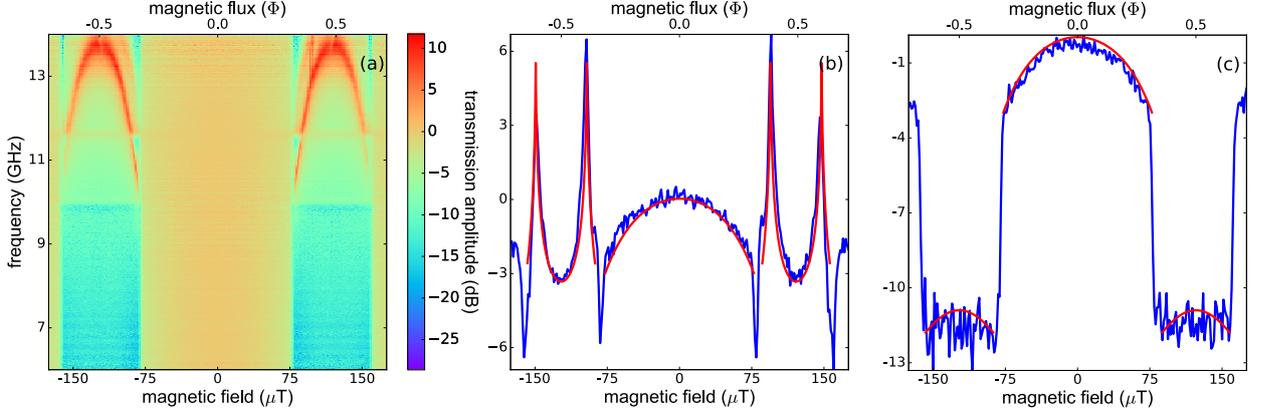


Рис. 7. а) Зависимость коэффициента пропускания  $S_{21}$  от величины постоянного тока, приложенного к катушки индуктивности (магнитный поток,  $\Phi$ ) и от частоты микроволн  $f$ .  $S_{21}$  показывает наличие резких переходов, возникающих при изменении магнитного потока  $\Phi$ . Можно видеть два разных вертикальных региона с разным микроволновым пропусканием, которые соответствуют двум разным состояниям, в которых находятся кубиты в цепочке. В регионе больших частот (11 ГГц - 14 ГГц) можно видеть своеобразные особенности с большим коэффициентом прохождения. б) Сечение Рис. 7а. на частоте 13 ГГц. Острые пики соответствуют квантовым когерентным осцилляциям, возникающим в зеркальных потоковых кубитах. в) Сечение Рис. 7а. на частоте 10 ГГц. Красными кривыми обозначены теоретические зависимости, описываемые уравнением 2.

и происходит при значениях потока  $\Phi \simeq \Phi_0/3$ . Кроме того, зависимость  $S_{21}$  от частоты  $f$  показывает, что описанный выше эффект имеет место в широком диапазоне частот порядка 6 – 14 GHz.

**Раздел 5.3** посвящен численной диагонализации гамильтониана зеркального потокового кубита. Пространство состояний зеркального потокового кубита определяется фазами на выделенных узлах  $\vec{\phi} = (\phi_0, \phi_1, \phi_2)$  сверхпроводящего контура. Их производные по времени  $\dot{\vec{\phi}}$  пропорциональны напряжению в этих узлах. После чего, следуя процедуре квантования сверхпроводящего контура Девуре из статьи [15], записывается функция Гамильтона такого контура в форме:

$$H(\vec{\phi}, \vec{n}) = \frac{(2e)^2}{2} \vec{n} \hat{C}^{-1} \vec{n}^T + E_J (4 + \alpha - \alpha \cos \phi_0 - \cos \phi_1 - \cos \phi_2 - \cos \left( \phi_2 - \phi_0 + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) - \cos \left( \phi_1 - \phi_0 - 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)), \quad (1)$$

где матрица емкостей задается как  $\hat{C} = C \begin{pmatrix} 2 + \alpha & -1 & -1 \\ -1 & 2 & 0 \\ -1 & 0 & 2 \end{pmatrix}$ . Гамильто-

ниан получается из функции Гамильтона заменой фазы и узловых переменных соответствующими операторами. Действия кинетической и потенциальных частей этого гамильтониана вычисляются отдельно в своем собственном базисе, а переход между зарядовым и фазовым представлением реализуется при помощи быстрого преобразования Фурье. Несколько ( $m = 3$ ) нижних энергетических уровней были получены при помощи алгоритма Арнольди для диагонализации разреженных матриц. Существует очень хорошее соответствие между расчетными энергиями переходов  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$  кубитов и экспериментальными данными при  $E_J/h = 41$  ГГц и емкости отдельного джозефсоновского перехода  $C = 5.2$  фФ.

Новый тип кубитов имеет ряд интересных особенностей по сравнению с обычным потоковым кубитом, в частности, «рабочая точка» зеркального кубита  $\Phi_0/2$  соответствует максимуму энергии, в отличие от минимума энергии для традиционного потокового кубита. Кроме того, зеркальный потоковый кубит менее чувствителен к потоковому шуму, нежели обычный потоковый кубит вследствие более пологой дисперсионной кривой. Более того, ангармоничность зеркального кубита значительно меньше, чем у потокового кубита. В рабочей точке при  $\Phi = \Phi_0/2$  фазы всех пяти джозефсоновских переходов равны или нулю, или  $\pi$ , что соответствует нулевому току, текущему по всем ветвям кубита.

В разделе 5.4 представлен анализ распределения фаз на джозефсоновских контактах зеркального потокового кубита в разных состояниях. Чтобы объяснить изменения фаз и токов, текущих через джозефсоновские переходы в зеркальном потоковом кубите при изменении внешнего магнитного поля, анализируется полная потенциальная энергия такого кубита. При увеличении магнитного потока, фазы на внешних переходах одинаковы и определяются исключительно приложенным потоком. При этом ток через центральный переход все также остается равным нулю, из-за взаимной компенсации текущих навстречу друг другу токов в малых кольцах кубита. При увеличении магнитного поля энергия внешних переходов растет. В определенный момент центральному переходу становится выгодно перебросить свою фазу на  $\pi$ , тем самым увеличив свою энергию и дав возможность контактам на внешних ветвях зеркального кубита уменьшить свою энергию и энергию кубита в целом. При этом для удовлетворения условия квантования потока в кольцах на внешних переходах происходит изменение фазы на  $\pi/2$ , из-за чего происходит скачок тока в большом кольце. Магнитное поле, необходимое для перехода кубита из одного состояния в другое, определяется равенством энергий этих двух состояний (при которых фаза на центральном  $\alpha$  переходе 0 или  $\pi$ ) и зависит от  $\alpha$ : 
$$\varphi_e = \frac{\pi\Phi_{cr}}{\Phi_0} = \arcsin\left(1 - \frac{\alpha^2}{4}\right).$$

В разделе 5.5 дается теоретическое описание прохождения микровол-

нового излучения через метаматериал зеркальных кубитов. В присутствии периодического массива зеркальных кубитов, которые можно рассматривать как сверхпроводящие «СКВИДо-подобные осцилляторы», рассматривается распространение электромагнитного поля в классическом приближении. Переключение между двумя режимами зеркального кубита с разным распределением фаз описывается изменением характерной частоты осциллятора, которая может быть использована для аппроксимации нижних состояний зеркального кубита. Итоговое выражение для коэффициента распространения  $S_{21} = |Q(l)/Q(0)|$  ( $l$  - длина передающей линии) записывается в следующей форме:

$$S_{21} = \left| \cos\left(kl\sqrt{AK(\omega)}\right) + i\frac{\sqrt{AK(\omega)}}{2}\sin\left(kl\sqrt{AK(\omega)}\right) \right|^{-1}, \quad (2)$$

где коэффициент  $A \approx \hbar/(2eLaI_c)$  зависит от свойств передающей линии и кубита, резонансный член  $K(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\Omega^2 - \omega^2 + i\gamma_J}$  учитывает частоты кубитов  $\Omega$ , электромагнитного поля  $\omega$ , диссипацию в линии  $\gamma_J$  и плазменную частоту джозефсоновского перехода  $\omega_p$ , а  $k$  - это волновой вектор. Подобное поведение  $S_{21}$  находится в хорошем согласии с экспериментальными данными (см. Рис. 7b,c красные линии).

**Глава 6** (*Исследование коллективной моды массива трансмонов, помещенных в сверхпроводящий резонатор*) посвящена исследованию коллективных мод метаматериала из кубитов-трансмонов, встроенных в сверхпроводящий резонатор. В **разделе 6.1** дается описание экспериментального образца, содержащего два номинально идентичных массива из 20 трансмонов, каждый из которых связан с отдельным резонатором. Резонаторы емкостным образом связаны с передающей линией, по которой пропускается микроволновый сигнал малой мощности. Джозефсоновская энергия одного трансмона в нулевом поле составляет  $E_J = 19.86$  ГГц $\cdot h$ , зарядовая энергия  $E_C = 0.29$  ГГц $\cdot h$ , и, следовательно,  $E_J/E_C = 68.4$  (здесь  $h$  - постоянная Планка). Заложенные в исходный дизайн частоты переходов между уровнями кубита составляют  $f_{01} = 6.503$  ГГц и  $f_{12} = 6.213$  ГГц. В экспериментах, представленных в **разделе 6.2**, продемонстрированы квазипересечения уровней отдельных трансмонов и резонатора. Наличие большого числа различных кубитов в системе обеспечивает множество таких квазипересечений (Рис. 8). Наибольший интерес представляет большой разрыв спектральной линии резонатора в области токов катушки индуктивности около  $\pm 16$  мА. В этих областях наступает вырождение энергий состояний  $|+, n\rangle$  и  $|-, n+1\rangle$ , где  $n$  - число фотонов в резонаторе, а  $-$ ,  $+$  - основное и возбужденное состояния моды. При таких магнитных полях и соответствующих им критических токах трансмонов происходит периодический обмен энергией между коллективной модой кубитов и полем в резонаторе.

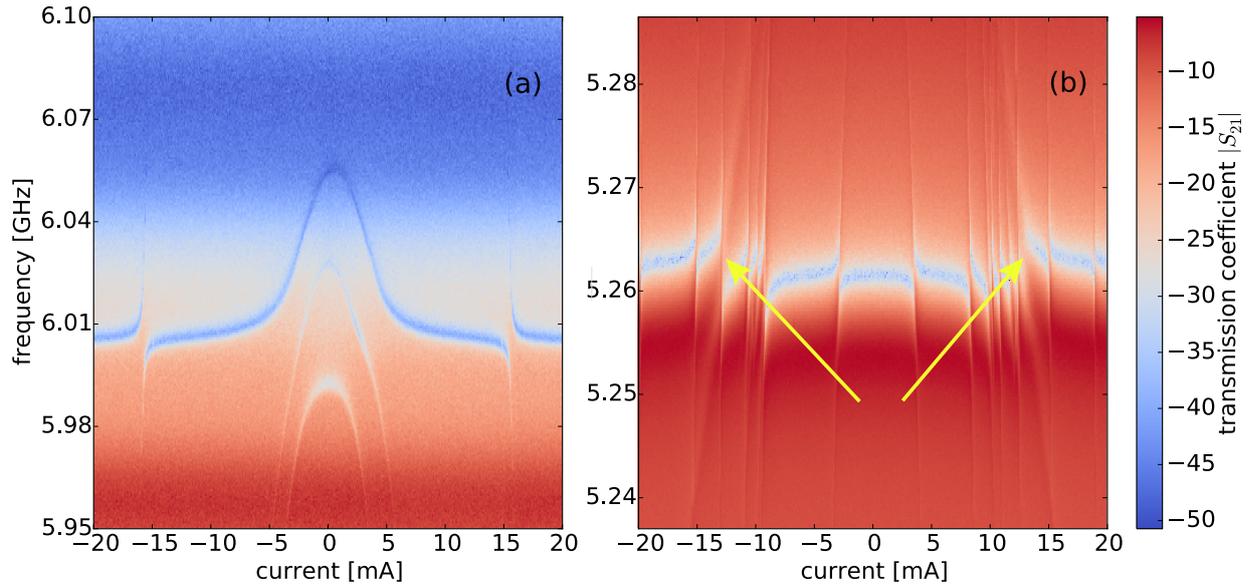


Рис. 8. Зависимость амплитуды прохождения сигнала через резонаторы в зависимости от приложенного к образцу магнитного поля и частоты микроволнового сигнала. (a) Квазипересечения главной моды первого резонатора и кластера из двадцати трансмонов в однофотонном режиме (-130 дБм). (b) Спектр квазипересечений частоты второго резонатора и кластера из двадцати трансмонов при большей мощности накачки (-100 дБм) микроволновым излучением, чем в (a).

На Рис. 8.a. видны два симметричных расщепления частоты резонатора в области магнитных полей, соответствующих токам катушки индуктивности  $\pm 16$  мА. В этих точках частота резонатора становится равной частоте коллективной моды кубитов, однако из-за наличия взаимодействия происходит расталкивание уровней обеих систем. Также на графике присутствуют фрагменты спектров двух отдельных кубитов (в центре), чьи частоты оказались близки к частоте резонатора вследствие разброса параметров джозефсоновских переходов при фабрикации, и потому они возбуждаются отдельно от кластера микроволновым сигналом сканирующим частоту резонатора. Из-за влияния этих двух кубитов частота резонатора увеличивается в области нулевых магнитных полей. На Рис. 8.b. показан режим, при котором можно наблюдать одновременно как моды отдельных кубитов, так и коллективную моду. Вследствие значительного неоднородного уширения линии спектра моды, соответствующую коллективному состоянию кластера кубитов (указана стрелками), можно отличить от квазипересечений частот отдельных кубитов с модой резонатора. Таким образом, можно заключить, что несмотря на большое количество отдельных кубитов в резонаторе, существует общая резонансная частота колебаний всего массива кубитов, которая имеет такой же периодический характер зависимости от магнитного поля, как и частоты отдельных  $N$  кубитов. Ожидаемая величина этого расщепления в резонансе в  $\sqrt{N}$  раз больше аналогичного пересече-

чения для одного кубита [14]. Подобное явление согласуется со свойствами  $N$  невзаимодействующих друг с другом диполей, связь которых с внешней модой резонатора увеличивается по сравнению с силой связи отдельного диполя [16]. Ранее данный эффект наблюдался для сверхпроводящих потоковых кубитов [17]. Он является следствием теории Тэвиса-Каммингса (Tavis-Cummings model) [18]. Число кубитов, участвующих в создании коллективной моды, вычисленное по величинам расщеплений квазипересечений уровней,  $N \approx 5 - 7$ , менее 20, что является следствием разброса параметров трансмонов на чипе и дефектных кубитов.

**Раздел 6.3** посвящен изучению свойств коллективного состояния кубитов. При низких мощностях подаваемого на образец излучения наблюдается только расщепление, связанное с коллективной модой массива кубитов. Поведение коллективной моды схоже с особенностями, характерными для отдельных кубитов трансмонов, к примеру при увеличении мощности сигнала можно наблюдать не только описанный в предыдущем разделе эффект появления мод отдельных кубитов, но также и нелинейные многофотонные эффекты, отвечающие за возбуждение более высоких (переходы  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$  и выше) уровней массива кубитов.

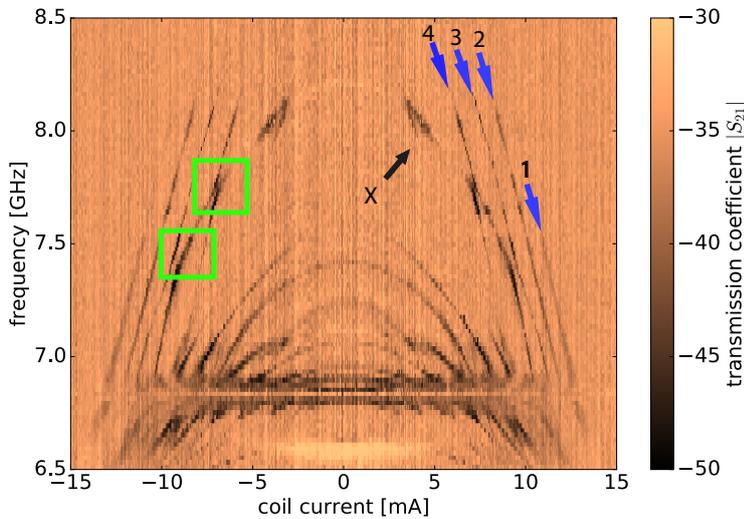


Рис. 9. Спектры массива кубитов в первом резонаторе при большой мощности возбуждающего излучения  $\simeq -100$  дБм на чипе. Зелеными прямоугольниками выделены регионы квазипересечений уровней отдельных трансмонов и коллективной моды массива кубитов. Синими стрелками отмечены спектры, соответствующие частотам многофотонных переходов вида  $1/m(|0\rangle \rightarrow |m\rangle)$ , где  $m$  - количество фотонов и, одновременно, номер уровня кубита. Значения  $m$  указано вблизи стрелок. Горизонтальная спектральная линия на  $\simeq 6.8$  ГГц соответствует одному из дополнительных тестовых резонаторов на чипе.

В этой главе проверено утверждение о том, что коллективная мода существует за счет взаимодействия отдельных кубитов через моду резонатора и, следовательно, при большой отстройке резонатора от коллективной моды, сила связи кубитов уменьшается и возбуждение коллективной моды становится невозможно.

В разделе 6.4 приводятся результаты симулирования трансмонов в резонаторе. В частности, для экспериментальных параметров подбираются величины релаксации кубитов при различных мощностях сигнала накачки микроволнового сигнала.

**Раздел 6.5** показывает

экспериментальное измерение спектров коллективного состояния массива трансмонов при большой мощности накачки. При помощи двухтоновой спектроскопии были исследованы спектры как отдельных кубитов, входящих в метаматериал, так и коллективные моды массива кубитов. На Рис.9. показана зависимость коэффициента прохождения  $|S_{21}|$  пробного сигнала на частоте первого резонатора от тока в катушке индуктивности, создающего магнитное поле, и частоты второго микроволнового тона большой мощности ( $-100$  дБм). Исходя из экспериментальных данных можно видеть, что разброс частот отдельных кубитов превышает  $1.5$  ГГц. При достаточно высокой мощности сигнала, сканирующего образец, видны нелинейные многофотонные эффекты, отвечающие за возбуждение более высоких уровней массива кубитов (переходы  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ ,  $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$  и т.д.). Соответствующие этим переходам моды  $|0\rangle \rightarrow |m\rangle$  обозначены на Рис.9. синими стрелками с индексом  $m$ . Также важным наблюдением является то, что сигнал на частоте, далекой от частоты резонатора  $\omega_R/2\pi = 6$  ГГц, слабо возбуждает коллективные моды. Это указывает на то, что трансмоны связываются друг с другом через электромагнитное поле в резонаторе. У разных трансмонов зависимость частоты от приложенного к ним магнитного поля разная. Из-за этого можно наблюдать взаимодействие отдельного кубита (обозначен буквой X на Рис.9.) и общей кластерной модой. На Рис.9. видны квазипересечения уровня кубита X и коллективной модой (внутри зеленых прямоугольников). Величина расщепления уровней тем меньше, чем больше величина отстройки  $\Delta$  в точке пересечения частот. Это еще раз подтверждает наше предположение о связи кубитов через резонатор и ожидаемое ослабевание этой связи при увеличении величины отстройки. В дальнейшем в такой системе может быть интересным при помощи техники возбуждения кубитов короткими микроволновыми импульсами изучить возможность создания перепутанного состояния отдельного кубита и кластера кубитов, а также возможность передачи возбуждения отдельного кубита кластеру. Такой подход открывает возможности создания квантовой памяти с использованием больших массивов сверхпроводящих кубитов.

**В заключении** сформулированы основные научные результаты работы:

1. Обнаружена возможность детектирования одиночных абрикосовских вихрей при помощи сверхпроводящих резонаторов.
2. Продемонстрированы потоковые кубиты с джозефсоновскими SFS  $\pi$  – контактами, обеспечивающими приведение потокового кубита в рабочую точку без приложения магнитного поля.
3. Предложен и исследован новый тип сверхпроводящих кубитов - зеркальный потоковый кубит. Реализован метаматериал на основе по-

добных кубитов, демонстрирующий контролируруемую прозрачность, зависящую от магнитного поля.

4. Исследован метаматериал, содержащий массив кубитов-трансмонов, связанных со сверхпроводящим резонатором. Изучены свойства коллективных мод подобного метаматериала при разных режимах.

### Материалы диссертации опубликованы в работах:

1. A. S. Averkin, A. Karpov, K. Shulga, E. Glushkov, N. Abramov, U. Huebner, E. Ilichev, and A. V. Ustinov, *Rev. Sci. Instr.* **85**, 104702 (2014).
2. A. V. Shcherbakova, K. G. Fedorov, K. V. Shulga, V. V. Ryazanov, V. V. Bolginov, V. A. Oboznov, S. V. Egorov, V. O. Shkolnikov, M. J. Wolf, D. Beckmann and A. V. Ustinov, Fabrication and measurements of hybrid Nb/Al Josephson junctions and flux qubits with  $\pi$ -shifters. *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 025009 (2015)
3. К. В. Шульга, П. Янг, Г. П. Федоров, М. В. Фистуль, М. Вайдес, А. В. Устинов, Наблюдение коллективной моды массива кубитов-трансмонов, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 38 (2017).

## Список литературы

- [1] A. S. Averkin, A. Karpov, K. Shulga, E. Glushkov, N. Abramov, U. Huebner, E. Ilichev, and A. V. Ustinov, *Rev. Sci. Instr.* **85**, 104702 (2014).
- [2] A V Shcherbakova, K G Fedorov, K V Shulga, V V Ryazanov, V V Bolginov, V A Oboznov, S V Egorov, V O Shkolnikov, M J Wolf, D Beckmann and A V Ustinov Fabrication and measurements of hybrid Nb/Al Josephson junctions and flux qubits with  $\pi$ -shifters. *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 025009 (2015)
- [3] К. В. Шульга, П. Янг, Г. П. Федоров, М. В. Фистуль, М. Вайдес, А. В. Устинов, Наблюдение коллективной моды массива кубитов-трансмонов, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 38 (2017).
- [4] T. P. Orlando, J. E. Mooij, L. Tian, C. H. van der Wal, L. S. Levitov, S. Lloyd, and J. J. Mazo, Superconducting persistent-current qubit, *Phys. Rev. B* **60**, 15398 (1999).

- [5] V. Bouchiat, D. Vion, P. Joyez, D. Esteve and M. H. Devoret, Quantum coherence with a single Cooper pair, *Physica Scripta* **76**, 165-170 (1998)
- [6] Koch, T. M. Y., J. Gambetta, A. A. Houck, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin, and R.J.Schoelkopf, Charge insensitive qubit design derived from the Cooper pair box, *Phys. Rev. A* **76**, 042319 (2007)
- [7] E.T. Jaynes, F.W. Cummings, Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser, *Proc. IEEE.* **51**, 89 (1963).
- [8] Alexandre Blais, Ren-Shou Huang, Andreas Wallraff, S. M. Girvin, and R.J.Schoelkopf, Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation, *Phys. Rev. A* **69**, 062320 (2004)
- [9] J. E. Healey, T. Lindstrom, M. S. Colclough, C. M. Muirhead and A. Ya. Tzalenchuk, Magnetic field tuning of coplanar waveguide resonators, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 043513 (2008).
- [10] C.P. Bean, Magnetization of High-Field Superconductors, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1962)
- [11] L. B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigelman, A. L. Fauchere and G. Blaetter, Environmentally decoupled sds - wave Josephson junctions for quantum computing, *Nature* **398**, 679 (1999)
- [12] Blatter, G., Geshkenbein, V. B. and Ioffe, L. B. 2001 *Phys. Rev. B* **63**, 174511 (2001)
- [13] V. A. Oboznov, V.V. Bolginov, A. K. Feofanov, V.V. Ryazanov and A. I. Buzdin, Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Junctions, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197003 (2006)
- [14] P. Macha, G. Oelsner, J.-M. Reiner, M. Marthaler, S. Andre, G. Schon, U. Hubner, H.-G. Meyer, E. Il'ichev and A.V. Ustinov, Implementation of a quantum metamaterial using superconducting qubits, *Nature Communications* **5**, 5146, (2014).
- [15] M. H. Devoret, in *Quantum Fluctuations (Les Houches Session LXIII)*, edited by S. Reynaud, E. Giacobino, and J. Zinn-Justin, Elsevier, pp. 351-386. (1997)

- [16] Dicke, R. H. Coherence in spontaneous radiation processes. *Phys. Rev.* **93**, 99–110 (1954).
- [17] J. M. Fink, R. Bianchetti, M. Baur, M. Goepl, L. Steffen, S. Filipp, P. J. Leek, A. Blais, A. Wallraff, Dressed collective qubit states and the Tavis-Cummings model in circuit QED. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 083601 (2009).
- [18] M. Tavis and F.W. Cummings, Exact Solution for an N-Molecule—Radiation-Field Hamiltonian, *Phys. Rev.* **170**, 379 (1968)

Для заметок

Для заметок