

Автономная некоммерческая образовательная организация высшего образования  
"Сколковский институт науки и технологий"

На правах рукописи

Астафьев Олег Владимирович

**КВАНТОВАЯ ОПТИКА  
НА ИСКУССТВЕННЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ**

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

по специальности 1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Черноголовка 2023

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1 Квантовая точка на двумерном электронном газе как детектор фотонов дальнего инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов. ....	25
1.1 Введение.....	25
1.2 Основные характеристики одноэлектронного транзистора .....	27
1.3 Дизайн однофотонного детектора .....	31
1.4 Детектор фотонов на циклотронном резонансе .....	33
1.5 Детектирование фотонов в отсутствие магнитного поля .....	63
1.6 Эффективность детектора .....	71
1.7 Выводы к главе 1 .....	74
2 Сверхпроводниковые квантовые системы .....	76
2.1 Первая демонстрация когерентного взаимодействия двух связанных кубитов на чипе. Вентиль CNOT.....	76
2.2 Первая демонстрация однократного считывания на сверхпроводниковых зарядовых кубитах.....	97
2.3 Квантовый шум в джозефсоновских зарядовых кубитах. ....	107
2.4 $1/f$ шум в зарядовых кубитах на аморфном диэлектрике. ....	118
2.5 Сверхпроводниковый потоковый кубит с двойной петлёй.....	124
2.6 Режимы потоковых кубитов.....	134
2.7 Выводы к главе 2. ....	150
3 Квантовая оптика на сверхпроводниковых квантовых системах .....	151
3.1 Лазерный эффект на одиночном искусственном атоме.....	151
3.2 Потоковый кубит в режиме сильной связи с резонатором.....	160
3.3 Открытая квантовая система. Резонансная флуоресценция на одиночном искусственном атоме.....	202
3.4 Предельный квантовый усилитель на одиночном атоме.....	211
3.5 Электромагнитно-индуцированная прозрачность на одиночном искусственном атоме. ....	232

3.6	Когерентная и некогерентная динамика атома в открытом пространстве. ....	241
3.7	Перестраиваемый источник фотонов по требованию.....	251
3.8	Квантовое волновое смешивание.....	265
3.9	Выводы к главе 3 .....	290
4	Квантовая акустика.....	292
4.1	Высокочастотные механические осцилляции в подвешенных мостиках микронного размера.....	292
4.2	Квантовый режим акустического резонатора на поверхностных волнах.....	301
4.3	Фононный кристалл.....	312
4.4	Выводы к главе 4 .....	320
5	Когерентные явления на эффекте проскальзывания фаз в сверхпроводниках.....	322
5.1	Суперпозиция квантов магнитного потока в колечке с нанопроволочкой .....	322
5.2	Когерентное квантовое проскальзывание фаз в NbN.....	331
5.3	Декогеренция в кубитах на проскальзывании фаз.....	341
5.4	Зарядовая интерференция. Эффект Аронова-Кэшиера. ....	350
5.5	Нестационарный эффект когерентного квантового проскальзывания фаз.....	363
5.6	Выводы к главе 5. ....	373
6	Заключение .....	375
7	Список публикаций по теме диссертации.....	382
8	Список литературы.....	391

## Введение

Диссертационная работа посвящена новому направлению физики – квантовой оптике на искусственных квантовых системах. Это направление начало бурно развиваться 20 – 30 лет тому назад, когда методы нанотехнологии, а также экспериментальные методы позволили изготавливать и контролировать квантовые устройства на чипе. Основу работу существенным образом составляет квантовая оптика на сверхпроводниковых квантовых системах, но не ограничивается ими. Диссертация базируется на серии пионерских экспериментальных работ, демонстрирующих большой набор фундаментальных эффектов, которые в значительной мере закладывают фундамент этого направления.

### Актуальность темы

Достижения в нанотехнологии, а также развитие экспериментальных методов сегодня позволяют контролировать одиночные кванты и манипулировать квантовыми состояниями в электронных схемах на чипе. Это стало возможно с появлением технологии изготовления структур субмикронного размера, в которых квант элементарного заряда (или магнитного потока) существенно воздействует на систему и изменяет её энергию на величину, значительно превышающую тепловые флуктуации. Уменьшить величину тепловых флуктуаций в таких структурах в свою очередь стало возможно с помощью другого достижения – техники охлаждения до очень низких температур (0,1 – 0,01 К), появившейся благодаря развитию рефрижераторов растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ .

Искусственные квантовые системы, спроектированные с заданными свойствами и изготовленные методами современных нанотехнологий, открывают новые возможности в изучении фундаментальных физических эффектов, а также в создании приборов нового типа. Благодаря легко достижимой физически сильной

связи в таких системах, а также высокой степени контроля (включая контроль квантовых состояний) с помощью электрических сигналов, можно реализовывать режимы работы, а также наблюдать явления, ранее недостижимые в обычной квантовой оптике на естественных атомах. Это открывает возможность изучения фундаментальной физики, а также реализацию качественно новых устройств с новыми возможностями. Наиболее известный пример – квантовые процессоры, которые потенциально смогут решать определённый круг задач экспоненциально быстро. И хотя до сих пор неясно, возможно ли достижение квантового превосходства на практике, прогресс в интеграции полностью контролируемых квантовых схем позволяет развивать новые компетенции и технологии. Другие применения таких устройств, более очевидные уже сейчас и, несомненно, перспективные, – детекторы нового типа и квантовая метрология на основе устройств, работающих на принципах квантовой механики.

В настоящее время квантовые технологии привлекают значительный интерес, который подтверждается увеличивающимся количеством научных публикаций и научных групп, работающих в этом направлении. В последнее время получил распространение термин «Вторая квантовая революция», который предполагает, что исследования в этой области должны привести к созданию приборов нового типа на основе когерентных квантовых систем, которые изменят нашу повседневную жизнь.

Среди различных подходов квантовые приборы на чипе, несомненно, обладают рядом преимуществ, так как представляют из себя полностью контролируемые устройства с заранее известными характеристиками.

### **Степень проработанности проблем**

В последнее время достигнут значительный прогресс в реализации устройств на основе контроля единичных квантов и шире – квантовых состояний. Определённый вклад в это был внесён, в частности, работами, выносимыми на защиту. Диссертация основывается на пионерских работах в области

сверхпроводниковых квантовых схем и квантовых точек. Квантовые устройства на чипе бурно развиваются с начала 2000-х, и значительный прогресс стал особенно заметен в последнее время. Тем не менее сейчас всё ещё остаётся большое поле для научных исследований, в том числе, фундаментальных явлений. Автор продолжает работу по большинству представленных к защите направлений, в том числе, в коллективе молодых учёных руководимой им лаборатории.

### **Цели и задачи**

Настоящая диссертация в широком смысле представляет развитие нового направления физики – квантовой оптики на искусственных квантовых системах. Целью работы является исследование физики таких систем, исследование фундаментальных явлений и реализация новых эффектов с перспективой разработки новых устройств. В качестве платформы для реализации в работе используются устройства на чипе, изготовленные методами нанотехнологии, а именно, квантовые точки на основе двумерного электронного газа в гетероструктурах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и сверхпроводниковые квантовые структуры. Квантовые точки исследуются в дальнем инфракрасном и терагерцовом диапазонах. Более подробно цели сформулированы следующим образом:

- Изучение физики квантовых точек на основе двумерного электронного газа в гетероструктурах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в сильных магнитных полях и без магнитного поля. Исследование электронного транспорта в таких системах в режиме одноэлектронного транзистора. Исследование взаимодействия их с электромагнитным излучением. Разработка детектора одиночных фотонов на частоте циклотронного резонанса в дальнем инфракрасном диапазоне. Разработка детектора одиночных фотонов на основе квантовых точек на частоте плазменного резонанса квантовой точки (субтерагерцовый диапазон).
- Разработка сверхпроводниковых квантовых битов. Исследование физических свойств сверхпроводниковых квантовых устройств на чипе. Исследование механизмов декогеренции. Реализация однократного считывания

кубитов. Первая демонстрация когерентного взаимодействия двух связанных сверхпроводниковых кубитов. Реализация первого двухкубитного вентиля CNOT. Разработка новых схем сверхпроводниковых кубитов.

- Исследование взаимодействия СВЧ излучения с искусственными атомами (ИА) на основе сверхпроводниковых квантовых систем. Реализация физически сильной связи ИА с полем резонаторов, а также серии фундаментальных физических эффектов на них. Реализация физически сильной связи ИА с открытым одномерным пространством копланарной линии на чипе. Демонстрация различных физических явлений квантовой оптики на одиночном ИА. Такие явления: резонансная флюоресценция, спонтанная эмиссия, электромагнитно-индуцированная прозрачность, квантовый усилитель, и т.д. Реализация высокоэффективного перестраиваемого источника фотонов по требованию.

- Разработка резонаторов на поверхностных акустических волнах (ПАВ) в пьезоэлектриках в СВЧ диапазоне. Реализация и демонстрация сильной связи между ИА и ПАВ резонатором. Демонстрация квантового режима резонатора на ПАВ. Исследование спектра ПАВ резонатора с помощью ИА. Реализация квантово-оптических эффектов на акустических системах.

- Демонстрация когерентного квантового эффекта проскальзывания фазы (CQPS – Coherent Quantum Phase Slip effect) в нанопроволочках. Исследование физики CQPS. Демонстрация суперпозиции квантов магнитного потока в сверхпроводящем колечке с нанопроволочкой. Наблюдение эффекта посредством спектроскопии CQPS кубита. Демонстрация интерференции двух амплитуд проскальзывания фазы – эффект Ааронова-Кашера. Демонстрация нестационарного эффекта проскальзывания фазы: наблюдение перевёрнутых ступенек Шапиро в ток-фазовых характеристиках.

### **Научная новизна**

Были получены следующие результаты:

- Впервые продемонстрировано детектирование одиночных фотонов в дальнем инфракрасном диапазоне на циклотронном резонансе в сильных магнитных полях на квантовых точках в гетероструктурах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.
- Впервые продемонстрировано детектирование одиночных фотонов на плазменном резонансе в квантовой точке на двумерном электронном газе.
- Впервые продемонстрирована когерентная связь в системе из двух взаимодействующих кубитов.
- Впервые продемонстрирован CNOT вентиль на двух взаимодействующих кубитах.
- Впервые реализовано однократное вычитывание (single-shot readout) состояния сверхпроводникового зарядового кубита.
- Впервые исследованы времена когерентности сверхпроводниковых зарядовых кубитов и механизмы декогерентности.
- Впервые реализован лазерный эффект на одиночном искусственном атоме.
- Впервые экспериментально показана когерентная (сильная) связь потокового кубита с резонатором.
- Впервые реализована физически сильная связь искусственного атома с одномерным открытым пространством – копланарной линией.
- Целый ряд фундаментальных явлений квантовой оптики впервые продемонстрирован на искусственном атоме в открытом одномерном пространстве.
- Впервые реализован и продемонстрирован перестраиваемый источник фотонов по требованию с высокой эффективностью. Источник работает в СВЧ диапазоне.
- Впервые продемонстрирована сильная связь сверхпроводникового кубита с резонатором на поверхностных акустических волнах.

- Впервые реализован эффект квантового проскальзывания фазы посредством суперпозиции квантов магнитного потока через нанопроволочку. Эффект продемонстрирован методами квантовой оптики – по спектроскопии двухуровневой системы с туннельным элементом для квантов магнитного потока.
- Впервые показана интерференция амплитуд проскальзывания фаз через две нанопроволочки (Эффект Ааронова-Кашера). Эффект дуальный интерференции амплитуд туннелирования куперовских пар в СКВИД-е.
- Впервые продемонстрирован фундаментальный эффект нестационарного проскальзывания фазы под действием микроволнового излучения. Это фундаментальный эффект физики, и он полностью дуален нестационарному эффекту Джозефсона.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Направление квантовой оптики на искусственных квантовых системах открывает возможность реализации приборов нового типа, в основе которых лежат законы квантовой механики. Работы имеют как фундаментальное, так и прикладное значение.

- На основе представленных работ может быть изготовлен детектор фотонов, работающий в терагерцовом диапазоне.
- Результаты исследования сверхпроводниковых кубитов легли в основу улучшения времён когерентности. Это важно для разработки практических квантово-вычислительных устройств.
- Впервые продемонстрированная двухкубитная связь, а также вентиль CNOT, показали принципиальную возможность масштабирования сверхпроводниковых квантовых цепей.
- Продемонстрированная серия явлений из квантовой оптики на искусственных квантовых системах важна как с фундаментальной точки зрения, так и для реализации новых устройств квантовой электроники на чипе.

- Продemonстрированная рекордная сила связи с открытым пространством открывает практическую возможность реализации квантовых вычислений на распространяющихся фотонах.

- Квантовая акустика важна как с фундаментальной точки зрения (квантовая оптика может быть теперь реализована в акустических системах), так и с практической. Она открывает возможность реализации более компактных элементов для квантовых устройств, например, для квантовых процессоров. Направление может быть также развито в направлении высокочувствительных сенсоров.

- Впервые реализованный эффект проскальзывания фазы в нанопроволочках – один из последних нереализованных эффектов фундаментальной сверхпроводимости. Это важно с точки зрения фундаментальной физики.

- Отдельное место занимает эффект нестационарного когерентного квантового проскальзывания фазы. Он чрезвычайно важен для квантовой метрологии. Это последний недостающий элемент для того, чтобы замкнуть электрический метрологический треугольник, состоящий из стандарта напряжения на нестационарном эффекте Джозефсона, стандарта сопротивления на квантовом эффекте Холла и стандарта тока. Последний является недостающим элементом и будет базироваться на продемонстрированном эффекте нестационарного когерентного квантового проскальзывания фазы. Этот эффект был предсказан 30 лет тому назад.

В работах проведён анализ исследуемых эффектов. Выведены аналитические выражения в тех эффектах, где это практически возможно.

### **Методология и методы исследования**

Структуры измеряемых объектов изготавливались при помощи методов современной нанотехнологии, одним из ключевых элементов которой является

электронный литограф. Размер наименьших элементов достигает 20 нм. Это нанопроволочки для экспериментов по когерентному квантовому проскальзыванию фазы, а также минимальные джозефсоновские переходы в других экспериментах. Характерные размеры остальных элементов варьировались от 100 нм (типичный размер джозефсоновских переходов) до сотен микрометров. Джозефсоновские переходы формируются методом трёхугольного напыления.

Все экспериментальные работы выполняются при низких температурах (0,01 – 0,1 К). Образец располагается в рефрижераторе растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ . Исследуется либо постоянный ток, либо отклик (излучение) электромагнитных волн СВЧ или дальнего ИК диапазона от наноструктур. Так как взаимодействие, как правило, ограничено низким уровнем сигнала – один фотон испускается за время релаксации либо двухуровневой системы, либо резонатора – исходящая мощность электромагнитных волн чрезвычайно низкая. Слабое электромагнитное излучение усиливается системой малошумящих усилителей, в том числе криогенных. Затем детектируется либо эластичное рассеяние на частотах возбуждения системы (с помощью анализаторов цепей), либо неэластичное с изменением частоты (с помощью спектрального анализатора). В последних экспериментах активно использовались быстрые оцифровщики сигналов и обработка сигналов в реальном времени.

Результаты экспериментов в СВЧ диапазоне по прохождению или излучению анализируются и сравниваются с вычислениями, полученными решением квантового кинетического уравнения либо аналитически, где возможно, либо численно, если аналитическое решение получить затруднительно.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Квантовые точки микронного размера, сформированные металлическими электродами на двумерном электронном газе в гетероструктурах  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , работают как детекторы фотонов в дальнем инфракрасном и терагерцовом диапазонах. В сильном магнитном поле одиночный фотон на частоте

циклотронного резонанса приводит к внутренней поляризации квантовой точки, что радикально меняет резонансный ток в режиме одноэлектронного транзистора. Также показано, что в двойной квантовой точке в нулевом магнитном поле в специально подобранном режиме, одиночные фотоны можно детектировать на частотах порядка 0,5 ТГц.

2. Система из двух сверхпроводниковых зарядовых кубитов, взаимодействующих электростатически через емкость, демонстрирует когерентную временную динамику. Эта динамика в частотном представлении (после преобразования Фурье) показывает расщепление, которое определяется энергией взаимодействия. Такую систему можно использовать для демонстрации двухкубитного вентиля CNOT.

3. Времена когерентности сверхпроводникового зарядового кубита на аморфном диэлектрике определяются высокочастотным квантовым шумом и низкочастотным  $1/f$  шумом. Высокочастотный шум имеет омическую природу – пропорционален частоте. Низкочастотный  $1/f$  шум имеет квадратичную зависимость от температуры. Обе зависимости ( $f$  и  $1/f$ ) пересекаются на частоте, близкой к частотам температурных флуктуаций из чего следует, что они, вероятно, имеют связанную природу и хорошо описываются двухуровневыми флуктуаторами в двухъямном потенциале с распределением по высоте барьера и случайным смещением. Для измерения релаксации кубитов была впервые разработана и применена методика однократного считывания на одноэлектронных транзисторах.

4. Сделан значительный вклад в новое направление физики квантовой оптики на сверхпроводниковых квантовых системах: впервые экспериментально реализован большой спектр фундаментальных эффектов квантовой оптики на чипе в СВЧ диапазоне. Продемонстрирован лазерный эффект на одиночном искусственном атоме. Инверсная заселённость осуществляется через имплементированный процесс джозефсоновского квазичастичного цикла (JQP: Josephson Quasiparticle Cycle). Экспериментально продемонстрирована когерентная (сильная) связь потокового кубита с резонатором. Реализована

физически сильная связь одиночного атома с открытым пространством (одномерной копланарной линией). Данная работа открыла целое направление экспериментальной реализации большого класса эффектов квантовой оптики на чипе. Продемонстрирован эффект резонансной флуоресценции на одиночном искусственном атоме с сильной связью к открытому пространству. Продемонстрирован триплет резонансной флуоресценции (Mollow triplet) на одиночном атоме в открытом пространстве. Показано эластичное и неэластичное рассеяние электромагнитной волны на одиночной квантовой системе на чипе. Продемонстрирован минимальный (предельный) квантовый усилитель, состоящий из одиночного искусственного атома, сильно связанного с открытым пространством. Продемонстрирована электромагнитно-индуцированная прозрачность на одиночном искусственном атоме в открытом пространстве. Охарактеризована временная динамика эластичного и неэластичного рассеяния электромагнитной волны на искусственном атоме по излучению из атома. Продемонстрирована процедура восстановления корреляторов и неэластичных спектров по динамике когерентного излучения от искусственных атомов. Продемонстрирован лазерный эффект на одиночном атоме с копланарным резонатором с оптической накачкой. Продемонстрирована прямая спектроскопия трёхуровневой квантовой системы по рассеянию электромагнитной волны на искусственном атоме. Продемонстрирован перестраиваемый источник фотонов по требованию с высокой эффективностью в СВЧ диапазоне.

5. Открыт новый фундаментальный эффект квантовой оптики – квантовое 4-ёх волновое смешение. Выявлены различные режимы квантового смешения волн. Показано наличие различных порядков смешения волн на одиночной квантовой системе и их свойства. Показана связь спектра квантового волнового смешения с фотонной статистикой. Экспериментально показано разложение гармонических Раби-осцилляций по порядкам волнового квантового смешения, соответствующего многофотонным процессам различных порядков.

6. Реализованы подвешенные наномостики с механическими резонансными частотами около 1 ГГц. Продемонстрирована сильная связь сверхпроводникового

кубита с резонатором на поверхностных волнах. Продемонстрирован квантовый режим акустического резонатора с двухуровневой квантовой системой. Эксперимент закладывает основу для квантовой акустодинамики. Реализован фононный кристалл на поверхностных акустических волнах в квантовом режиме. Продемонстрированы моды фононного кристалла на периодической системе электродов встречно-штыревых преобразователей на поверхности пьезоэлектрика (кристалл кварца).

7. Впервые экспериментально продемонстрирован эффект когерентного квантового проскальзывания фазы посредством суперпозиции двух потоковых состояний в колечке с нанопроволочкой. Реализован кубит на эффекте квантового проскальзывания фазы. Изучены механизмы декогеренции в кубитах на квантовом проскальзывании фаз. Продемонстрирована универсальность (независимость от материала) эффекта квантового проскальзывания фазы: эффект реализован в нанопроволочках из различных материалов:  $\text{InO}_x$ ,  $\text{TiN}$  и  $\text{NbN}$ . Продемонстрирована интерференция двух амплитуд проскальзывания фаз. Эффект реализован на кубите с двумя короткими проволочками. Устройство представляет из себя дуальный аналог СКВИД-а. Продемонстрирован эффект нестационарного проскальзывания фазы под действием микроволнового излучения. Этот эффект представляет из себя фундаментальный эффект физики и физически в точности дуален нестационарному эффекту Джозефсона.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Все представленные результаты опубликованы в рецензируемых журналах. Дополнительно в большинстве работ результаты имеют хорошее соответствие с аналитическими моделями или компьютерными симуляциями. Многие научные результаты являются пионерскими и в дальнейшем подтверждены и развиты независимыми исследованиями.

Результаты диссертации опубликованы в 81 статье, индексируемой в базах данных Web of Science/Scopus, и апробированы на 99 различных международных

научных конференциях, рабочих совещаниях и семинарах. Количество приглашённых или пленарных докладов – 93.

### Список докладов

1. Сентябрь 1999, *Japanese Physical Society Meeting*, Morioka, Япония.  
"Single fir-photon detection by quantum dots".
2. 14-19 октября 1999. *CREST-Workshop "Physics and applications of quantum dots"*, Nakone, Япония.  
"Quantum dot as a single fir-photon detector"
3. 15-18 марта 1999. *Nanophotonics-99*, Нижний Новгород, Россия.  
**Приглашённый доклад:** "Quantum dot in high magnetic field and FIR response".
4. Апрель 1999, *Japanese Physical Society Meeting*, Hiroshima, Япония.  
"Quantum dot in high magnetic field and far-infrared response".
5. 20-24 марта 2000. *American Physical Society Meeting*, Minneapolis, США.  
"Single photon detection in FIR by quantum dots".
6. Август, 2000. *SSDM*, Sendai, Япония.  
**Приглашённый доклад:** "Single far-infrared photon detection using an SET".
7. 31 января – 1 февраля 2001. *International Seminar on "Advanced Semiconductor Devices and Circuits"*. Hokkaido University, Саппоро, Япония.  
**Приглашённый доклад:** "Photon counting in FIR-range using quantum dots".
8. 27 марта 2001, *Japanese Physical Society Meeting*, Токуо, Япония.  
"Fir-detection in double quantum dot geometry".
9. 25-27 июня 2001. *59th Annual Device Research Conference*, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana, США.  
**Приглашённый доклад:** "Single electron transistors as a far-infrared photon detector".
10. 23-27 июля 2001. *9th International Workshop on Low Temperature Detectors*, Madison, Wisconsin, США.  
**Приглашённый доклад:** "Photon counting detectors for the far infrared".

11. Август 2001. *ISQM*, Натояама, Япония.  
**Приглашённый доклад:** *A single-photon detector in the far-infrared range.*
12. Август 2002. *Localisation 2002*, Токио, Япония.  
**Приглашённый доклад:** “FIR and microwave photon detection by quantum dots”.
13. Январь 2003. *33d Winter Colloquium on the Physics of Quantum Electronics*. Snow Bird, Yuta, США.  
**Приглашённый доклад:** “Infrared photon detectors using semiconductor quantum dots”.
14. Сентябрь 2004. *EQIS*. Токио, Япония.  
“Energy relaxation of the Josephson charge qubit”.
15. Декабрь 2004. *1st Asia-Pacific Conference on Quantum Information Science*. Tainan, Тайвань.  
**Пленарный доклад:** “Recent results in experiments with Josephson qubits”.
16. Декабрь 2004. *Workshop on Quantum Information and Computation*. Taipei, Тайвань.  
**Приглашённый доклад:** “Josephson junction quantum bits”.
17. Май 2005. *Seminar in the University of Karlsruhe*. Karlsruhe, Германия.  
**Приглашённый доклад:** “Noise and decoherence in the Josephson charge qubits”.
18. Май 2005. *Decoherence in solid-state qubits*. Париж, Франция.  
**Приглашённый доклад:** “Noise and decoherence in the Josephson charge qubits”.
19. Сентябрь 2005. *Fundamental Problems of Mesoscopic Physics*. Acquafredda di Maratea, Италия.  
**Приглашённый доклад:** “Noise and decoherence in the Josephson charge qubits”.
20. Октябрь 2005. *3<sup>rd</sup> NTT-BRL school*, Atsugi, Япония.  
**Приглашённый доклад:** “Decoherence in the Josephson Charge Qubits”.
21. Июнь 2006. *Meso 06*, Черноголовка, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Low and high frequency charge noise in the Josephson qubits”.
22. Август 2007. *Seminar in RIKEN*, Вако, Япония.  
**Приглашённый доклад:** “Single Artificial-Atom Lasing”.

23. Август 2007. *Seminar in The University of Tokyo*, Токио, Япония.  
**Приглашённый доклад:** “Single Artificial-Atom Lasing”.
24. Февраль 2008. *Sky seminar*, Imst Pitztal, Австрия.  
**Приглашённый доклад:** “Single Artificial-Atom Lasing”.
25. Февраль 2008. *Seminar in The Lebedev Institute*, Москва, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Single Artificial-Atom Lasing”.
26. Март 2008. *Seminar in PTB*, Braunschweig, Германия.  
**Приглашённый доклад:** “Maser based on the Josephson charge qubit”.
27. Март 2008. *Seminar in the Chalmers University*, Goteborg, Швеция.  
**Приглашённый доклад:** “Single Artificial-Atom Lasing”.
28. 15-17 марта, 2008. *Moriond 2008, Quantum Transport and Nanophysics*, La Thuile, Италия.  
**Пленарный доклад:** “Single Artificial-Atom Lasing”.
29. Март 2008. *Japanese Physical Society (JPS) Meeting*, Осака, Япония.  
**Пленарный доклад:** “Single Artificial-Atom Lasing”.
30. Ноябрь 2008. *21st International Symposium on Superconductivity. ISS2008*, Tsukuba, Япония.  
**Приглашённый доклад:** “Lasing with a superconducting qubit”.
31. Июнь 2009. *Meso 2009*, Черногоровка, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics with artificial atoms”.
32. Август 2009. *International Conference on Quantum Phenomena at Nanoscale*. Przno. Черногория.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics with artificial quantum systems”.
33. Октябрь 2009. “*Low-Dimensional Metallic and Superconducting Systems*” I. F. Schegolev’s Memorial Conference. Черногоровка, Россия  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics with artificial quantum systems”.
34. Ноябрь 2009. *Quantum Measurement and Metrology with Solid State Devices*, Bad Honnef, Германия.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics with artificial atoms”.

35. Июнь 2010. *Mesoscopic Structures: Fundamental and Applications (MFSA-2010)*. Новосибирск, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics on artificial quantum systems”
36. Июнь 2010. *NanoPeter2010*, Санкт-Петербург, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics on artificial quantum systems”.
37. Ноябрь 2010. *23d International Symposium on Superconductivity. ISS2010*, Tsukuba, Япония  
**Приглашённый доклад:** “Quantum Optical Effects in Artificial Atoms Built on Superconducting Quantum Bits”.
38. 13 – 17 июля 2011. *International Conference on Quantum Technologies*.  
**Приглашённый доклад:** "Quantum optics on Josephson-junction quantum circuits in open 1D space". Москва, Россия.
39. 10-17 августа 2011. *26<sup>th</sup> International conference on Low Temperature Physics*. Пекин, Китай.  
**Приглашённый доклад:** “Josephson-junction quantum systems in open 1D space”.
40. 22 – 26 августа 2011. *Strongly Disordered Superconductors and Electronic Segregation*. Leiden, Голландия.  
**Приглашённый доклад:** “Phase-slip qubit realization efforts”. Leiden, Голландия.
41. 7-9 декабря 2011. *Superconducting metamaterials Project; Kick-off meeting*. Черноголовка, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Towards experimental realization of superconducting meta-materials”.
42. 10-13 декабря 2011 *5th International Workshop on Solid-State Quantum Computing*. Hong Kong, Китай.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optical and coherent quantum phase slip effects in superconducting circuits”.
43. 23-27 апреля. *Workshop on the Quantum Physics of Phase*. Стокгольм, Швеция.  
**Приглашённый доклад:** “Experimental demonstration of coherent quantum phase slips”.

44. 12-17 июня 2012, *School for students and young researchers*. Москва, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics on superconducting quantum systems”.
45. 17-23 июня 2012. *MESO 2012*, Черногоровка, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Coherent quantum phase slip”.
46. 29 июня 2012 *Seminar at Slovak academy of Science*. Братислава, Словакия.  
**Приглашённый доклад:** “Artificial atoms based on superconducting nano-structures”.
47. 2-7 сентября 2012. *Workshop "Superconducting Nanohybrids 2012"*. San-Sebastian. Испания.  
**Приглашённый доклад:** “Coherent quantum phase slip in superconducting nano-wires”.
48. 26 октября 2012. *Seminar at NPL*. Великобритания.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics and coherent phase-slips in superconducting nano-structures”
49. 3 ноября 2012. *Physics Colloquium in Karlsruhe University of Technology*. Karlsruhe, Германия.  
**Приглашённый доклад:** “Experiments on coherent quantum phase slip”
50. 3-5 декабря 2012, *25th International Symposium on Superconductivity (ISS 2012)*. Токио, Япония.  
**Приглашённый доклад:** “Experimental demonstration of coherent quantum phase slip in superconductors”.
51. 18-21 марта 2013. *Spring School of RQC*. Москва, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics on superconducting quantum systems”
52. 25-28 марта 2013. *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*. Стокгольм, Швеция.  
**Приглашённый доклад:** “Superconducting Qubits for Quantum Optics and Quantum Metamaterials”.
53. 23-27 сентября 2013. *Workshop on "Integrated Quantum Information Technology"*. Корфу, Греция.

**Приглашённый доклад:** “Lasing on a three-level artificial quantum system with controlled intra-atomic transitions”

54. 22 ноября 2014. *Workshop on Superconducting Devices and Applications*. Teddington, Великобритания.

**Приглашённый доклад:** “Coherent Quantum Phase Slip in a superconducting circuit”.

55. 9-14 февраля 2014. *Workshop on Strongly disordered superconductors and the superconductor-insulator transition*. Grenoble, Франция.

**Приглашённый доклад:** “Coherent Quantum Phase Slip in superconducting materials”.

56. 25-26 марта 2014. *International focus workshop on metamaterials and quantum criticality*. Loughborough, Великобритания.

**Приглашённый доклад:** "Superconducting quantum systems as building blocks for quantum metamaterials".

57. 27 апреля – 2 мая 2014. *The 4th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM2014)*. Анталия, Турция.

**Приглашённый доклад:** “Coherent Quantum Phase Slips in a superconducting nano-wires”.

58. 21 – 27 июня 2014. NanoPeter 2014. Санкт-Петербург, Россия.

**Приглашённый доклад:** “Coherent Quantum Phase Slips in a superconducting nano-wires”.

59. 7 – 12 сентября 2014. *Superconducting Nanocircuits 2014 (SNC)*. Maratea, Италия.

**Приглашённый доклад:** “Tunable on-demand photon source on superconducting quantum systems”.

60. 1-5 июня 2015. *Quantum Metamaterials 2015 (QMM 2015)*. Spetses, Греция.

**Приглашённый доклад:** “Artificial atom in the open 1D space”.

61. 22-26 июня 2015. *Mesoscopic Structures: Fundamentals and Applications*. Новосибирск, Россия.

**Приглашённый доклад:** “Experiments on Coherent Quantum Phase Slip”.

62. 28 июня – 3 июля 2015. *Charge Transfer meets Circuit Quantum Electrodynamics*. Дрезден, Германия.  
**Приглашённый доклад:** “Correlated emission lasing on superconducting quantum system”.
63. Ноябрь 2015. *Quantum Optics in Coherent Artificial Systems*. Southampton, Великобритания.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum Optics on Superconducting Artificial Atoms”.
64. 17 февраля 2016. *Quantum Technologies CDT Spring School*. London, Великобритания.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum Optics on Superconducting Artificial Atoms”.
65. 1-2 апреля 2016. *Russian-Greek workshop on Quantum Technologies*. Афины, Греция.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum optics on-chip”.
66. 18 – 21 апреля 2016. *Russian-UK Workshop on Superconductors-based sensors and quantum technologies*. Москва, Россия.  
**Приглашённый доклад:** “Coherent dynamics and decoherence in a superconducting weak link”.
67. 30 июня – 2 июля 2016. *Symposium "Spin, Coherence and Topology 2016"*. Egham, Великобритания.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum wave mixing and probing photonic states of electromagnetic waves”
68. 4 – 9 сентября 2016. *International Conference on Quantum Coherent Phenomena at Nanoscale*. Petrovas, Черногория.  
**Приглашённый доклад:** “Quantum wave mixing”.
69. 15 февраля 2017. *Quantum Technology Spring School, Cumberland Lodge*. Windsor, Великобритания.  
**Приглашённый доклад:** ”Physics of superconducting quantum systems”.
70. 7 апреля 2017. “*Tripartite quantum workshop: EU - Russia - United Kingdom*”. London. Великобритания.  
**Приглашённый доклад:** ” Superconducting Quantum Technologies”.

71. 20-21 апреля 2017. *2<sup>nd</sup> Workshop on non-equilibrium thermodynamic phenomena and problems of mesoscopic physics*. Aalto, Финляндия.  
**Приглашённый доклад:** “Coherent phase slips in superconducting nano-wires”.
72. 20 июня 2017. *Seminar at CNRS*. Grenoble, Франция.  
**Приглашённый доклад:** “Charge Quantum Interference Device”.
73. 12-16 июля 2017. *IV International Conference on Quantum Technologies*. Москва, Россия.  
**Приглашённый доклад:** Charge Quantum Interference Device.
74. 6 сентября 2017. *Seminar at Skoltech*, Москва, Россия.  
**Приглашённый доклад:** Superconducting quantum technologies.
75. 28 сентября 2017. *Seminar at Tokyo University of Sciences*. Tokyo, Japan  
**Приглашённый доклад:** Recent experiments with superconducting quantum systems.
76. 2 октября 2017. *Seminar at National Institute of Information and Communications Technology (NICT)*. Nukui-Kitamachi, Koganei, Токио, Япония.  
**Приглашённый доклад:** Quantum wave mixing.
77. 10 ноября 2017. *Seminar at Beijing Computational Science Research Center*. Пекин, Китай.  
**Приглашённый доклад:** Charge Quantum Interference in Superconducting Nanowires.
78. 11 ноября 2017. *Workshop on Quantum Technologies at Tsinghua University*. Пекин, Китай.  
**Приглашённый доклад:** Superconducting Quantum Technologies.
79. 4-8 июня 2018. *1st workshop on waveguide QED. Quantum wave mixing*. Sicily, Италия.  
**Приглашённый доклад:** Artificial atom in a 1D space. Quantum Wave Mixing.
80. 2-6 сентября 2018. *Correlations and Entanglement with Photons and Cavities*. Milton Keynes, Великобритания.  
**Приглашённый доклад:** Quantum sensors and other devices with artificial atoms in open space.

81. 19-21 сентября 2018. *QT60 – Workshop on thermodynamics, thermoelectrics and transport in quantum devices*. Aalto, Финляндия.  
**Приглашённый доклад:** An artificial atom in a transmission line as a quantum sensor.
82. 12-14 декабря 2018. *The 31<sup>st</sup> International Symposium on Superconductivity (ISS2018)*. Tsukuba, Япония.  
**Приглашённый доклад:** Coherent quantum phase slip effect in nano-wires from ultrathin niobium-nitride films.
83. 16 января 2019. *Center for Doctoral Training*. London, Великобритания.  
**Приглашённый доклад:** "Quantum optics with superconducting quantum systems".
84. 1-5 апреля 2019. *German Physical Society Meeting*. Regensburg, Германия.  
**Приглашённый доклад:** "Quantum optics with artificial atoms in open space".
85. 13-15 мая 2019, *20th Anniversary of Superconducting Qubits (SQ20th): Progress and Future Directions*. Tsukuba, Япония.  
**Приглашённый доклад:** "Charge quantum interference device".
86. 19-23 июня 2019. *Quantum Coherent Phenomena at Nanoscale 2019*. Naples, Италия.  
**Приглашённый доклад:** "Charge quantum interference".
87. 8-12 июля 2019. *The Challenge of 2-Dimensional Superconductivity*. Leiden, Голландия.  
**Приглашённый доклад:** "Charge quantum interference device".
88. 11-13 ноября 2019. *Workshop on "Superconducting Kinetic Inductances"*, Bad Honnef, Германия.  
**Приглашённый доклад:** "Highly disordered superconductors and quantum phase-slips".
89. 28-29 мая 2020. *Novel Superconducting Qubit Architectures*. Google on-line conference. США.  
**Приглашённый доклад:** "Alternative qubit geometries".
90. 19-26 февраля 2021. *Annual Outdoor Conference on Quantum Computing*. Сочи, Россия.

**Приглашённый доклад:** “Microwave quantum optics with superconducting quantum systems”.

91. 7 сентября 2022. *Theoretical seminar, ИТМО*. Санкт-Петербург, Россия.

**Приглашённый доклад:** “Quantum optics with superconducting systems”.

92. 7-11 ноября 2022. *Nonlinear waves-2022*. Нижний Новгород, Россия.

**Приглашённый доклад:** “Physics of superconducting quantum systems”.

93. 17-24 февраля 2023. *IV International Series of seminars in Quantum Computation*. Сочи, Россия.

**Приглашённый доклад:** “Superconducting Quantum platforms for quantum processors and simulators”.

94. 26 февраля – 4 марта 2023. *6th International School on Quantum Technologies*. Миасс, Россия.

**Пленарный доклад:** “Superconducting Quantum Technologies”.

95. 13-16 марта 2023. *XXVII Symposium “Nanophysics and Nanoelectronics”*. Нижний Новгород, Россия.

**Приглашённый доклад:** “The effect of Coherent Quantum Phase Slip”.

96. 17-18 марта 2023. *17th Workshop of Laboratory of Superconducting Nanoelectronics and The Center of Quantum Technologies, NSTU*. Нижний Новгород, Россия.

**Приглашённый доклад:** “Single-photon sources based on superconducting quantum circuits”.

97. 4-11 мая 2023. *8th International Conference on Superconductivity and Magnetism*. Fethiye, Mugla, Турция.

**Пленарный доклад:** “Coherent Quantum Phase-Slip effect in superconducting nano-wires”.

98. 1-3 июля 2023. *International Symposium on Quantum Science and Technology*.

**Пленарный доклад:** “Superconducting quantum technologies”. Changsha, Китай.

99. 4-8 июля 2023. *The 1st International Workshop on Quantum Information*. Zhangjiajie, Hunan Province, Китай.

**Приглашённый доклад:** “Coherent Quantum Phase-Slip Effect”.

# 1 Квантовая точка на двумерном электронном газе как детектор фотонов дальнего инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов

## 1.1 Введение

Уменьшение размеров электронных устройств приводит к тому, что пространственное и зарядовое квантование начинают играть существенную роль. Теоретически давно было предсказано, что на туннельный транспорт электронов через небольшой проводящий островок сильно влияет квантование заряда [1]. Однако прошло более 10 лет, прежде чем нанотехнология достигла такого уровня, что стало возможно изготавливать наноструктуры, в которых квантование заряда можно наблюдать экспериментально [2]. Устройства с небольшим проводящим островком, слабо связанным с двумя резервуарами, называются одноэлектронными транзисторами (SET – Single Electron Transistor) [3, 4]. Детальный теоретический анализ электронного транспорта через SET был описан в 80-х годах К.К.Лихаревым и др. [5, 6]. В настоящее время разработана технология изготовления SET. Обычно для этого используется метод электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ).

Уникальным свойством SET является его чрезвычайно высокая чувствительность к электростатическому и электромагнитному окружению. Благодаря высокой чувствительности, SET успешно применялись в качестве электрометра, чувствительного к малым локальным зарядам. Такое устройство оказалось мощным инструментом для различных применений, таких, например, как контроль за состояниями и манипуляция ими, в сверхпроводниковых структурах [7, 8], спектроскопические исследования искусственных атомов [9] [10], исследования транспортных явлений в низкоразмерных системах [4] и локальное детектирование электростатического потенциала [11, 12, 13]. Кроме того, SET перспективен для дальнейших практических приложений, таких как

ячейки памяти [14], логические элементы интегральных схем [15, 16], базовые элементы для квантовых компьютеров (кубиты) [17].

Среди всех этих применений, однофотонные детекторы в дальнем инфракрасном (FIR – Far Infra-red) диапазоне и диапазоне субмиллиметровых волн (SMMW – Submillimeter Waves) являются одними из наиболее многообещающих. В целом, FIR/SMMW область электромагнитного спектра является одной из самых богатых для спектроскопических исследований, в этой области лежит большое множество важных спектров веществ и материалов, таких как квантовые энергетические уровни полупроводниковых наноструктур, энергетическая щель сверхпроводников и вращательно-колебательные спектры молекул. Однако, к сожалению, эта область спектра является одной из самых сложных для сбора данных. Одной из причин такой сложности является отсутствие счетчиков фотонов: одиночные фотоны в ближнем инфракрасном диапазоне легко детектируются полупроводниковыми устройствами, поскольку может использоваться электронно-дырочное возбуждение в запрещенной зоне [18, 19]. Однако в диапазоне FIR/SMMW с фотонами трудно работать по отдельности, потому что характерные энергии фотонов составляют всего несколько мэВ (миллиэлектронвольт), одна тысячная часть энергии фотона в видимой или ближней инфракрасной области спектра.

До того, как подойти к детектированию одиночных фотонов было проделано несколько различных экспериментальных работ, которые были посвящены разработке детекторов электромагнитных волн на основе SET. В одной из ранних работ SET, расположенный сверху кремниевой подложки, детектировал внутризонное фотовозбуждение в подложке [20]. С помощью другой конфигурации сверхпроводящего SET было продемонстрировано высокочувствительное детектирование микроволн с использованием фотовозбуждения квазичастиц в сверхпроводящей энергетической щели [21]. Однако в этих работах изменение проводимости SET, вызванное одиночными событиями поглощения фотонов, было слишком малым, чтобы его можно было использовать для детектирования одиночных квантовых событий, либо из-за

слабой связи SET с индуцированными зарядами, либо из-за короткого времени жизни возбужденных зарядов.

В этой главе мы описываем физический механизм и конфигурацию устройства детектирования одиночных фотонов в FIR/SMMW диапазоне, в котором используются SET, состоящие из полупроводниковых квантовых точек (QD – Quantum Dot). Будут описаны два различных типа детекторов QD, один из которых основан на циклотронном резонансе (ЦР) в сильных магнитных полях [22, 23, 24, 22, 25, 26], а другой использует плазменный резонанс QD в отсутствие магнитного поля [27, 28].

Эта глава разбита на разделы. Раздел 2 кратко описывает характеристики SET. В разделе 3 обсуждается основной принцип детектирования одиночных фотонов. В разделе 4 мы описываем конкретный механизм обнаружения одиночных фотонов в сильных магнитных полях. В разделе 5 - детектирование фотонов SMMW с помощью параллельных двойных QD в отсутствие магнитных полей. Технические аспекты детекторов обоих типов будут обсуждаться в разделе 6. В разделе 7 мы подведем итоги работ и кратко коснемся других возможных направлений совершенствования однофотонного детектора и других перспективных схем детекторов.

## **1.2 Основные характеристики одноэлектронного транзистора**

Транспортные характеристики SET обсуждаются в нескольких обзорных статьях [3, 4]. Ниже мы кратко суммируем несколько основных аспектов работы SET, которые необходимы для описания однофотонного детектирования. Пусть  $C$  – емкость между проводящим островком и внешним металлическим окружением. Изменение потенциальной энергии, вызванное удалением (добавлением) одного электрона из островка (в островок), определяется энергией заряда,  $E_{ch} = e^2/C$  (такое

определение зарядовой энергии, характерное для полупроводников, может отличаться от используемых в других главах диссертации). Размер островка определяет минимальное значение ёмкости  $C$ , которое составляет  $4\epsilon\epsilon_0 a$  для проводящего диска диаметром  $a$ , где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость окружающей среды. При низкой температуре  $T$ , удовлетворяющей условию  $kT \ll E_{ch}$  ( $k = 1,38 \times 10^{-23}$  Дж/К – константа Больцмана) ток может протекать через островок, только если его электрохимический потенциал совпадает с потенциалом внешних резервуаров (резонанс проводимости). В противном случае, количество электронов в островке фиксировано, и ток не течет, т.е. заблокирован (режим кулоновской блокады). Это описывает типичный режим работы SET при низких температурах, в котором при развертке напряжения управляющего затвора появляется серия равномерно расположенных пиков резонансной проводимости. Проводящий островок  $a = 1$  мкм с  $\epsilon = 10$  дает  $E_{ch} = 0,5$  мэВ, что практически требует  $T < 0,5$  К для того, чтобы SET правильно работал [4].

На рисунке 1.1(a) схематически показан SET, в котором электрохимический потенциал островка  $\mu$  управляется металлическим управляющим затвором  $G$ , электростатически связанным с островком через емкость  $C_g$ . Электрохимический потенциал островка с  $N$  электронами ( $N \gg 1$ ) записывается как

$$\mu(N, V_g) = E_N + E_{ch} \times N - \alpha e V_g, \quad (1.1)$$

где  $E_N$  – дискретные уровни энергии, обусловленные размерным квантованием и  $\alpha = C_g/C$ . Мы будем рассматривать остров, для которого  $\Delta E_N = E_{N+1} - E_N \ll E_{ch}$ . Отсюда следует, что  $\mu$  определяется главным образом электростатической энергией. Как показано на рис. 1.1(b), проводимость через SET представляет из себя равномерно расположенные резонансные пики по отношению к  $V_g$ , причем каждый пик соответствует условию резонанса  $\mu(N) = E_F$  с энергией Ферми  $E_F$  резервуара. В промежутке между двумя последовательными пиками, количество электронов в островке фиксировано (режим кулоновской блокады).

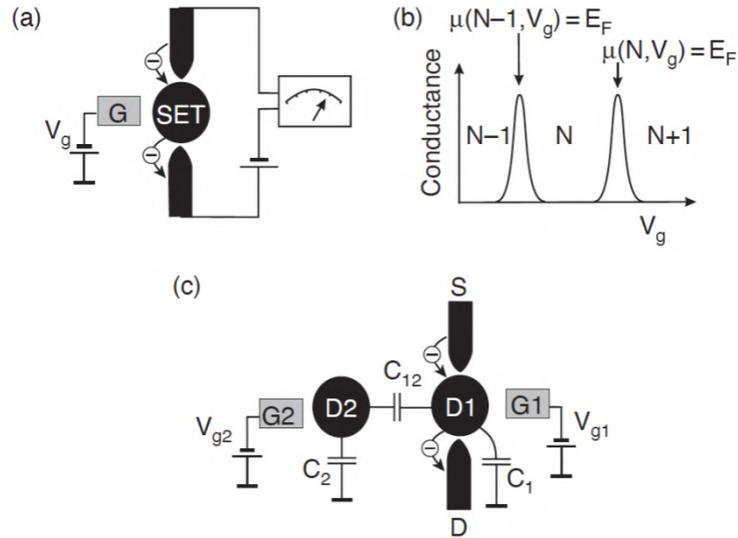


Рисунок 1.1 – (а) Схематическое представление SET. (б) Осцилляции проводимости SET как функция напряжения затвора  $V_g$ . (с) Схематическое представление SET, состоящего из параллельных двойных квантовых точек. Туннельный ток пропускается через D1, который электростатически связан с D2. Затворы G1 и G2 управляют электрохимическим потенциалом D1 и D2 соответственно.

Как будет показано ниже, SET, служащий детектором фотонов, имеет более сложную структуру энергий по сравнению с простейшей структурой на рис. 1.1 (а): он состоит из двух островков. Предположим, что  $M$  проводящих островков ( $i = 1, 2, \dots, M$ ), содержащих  $N_i$  электронов соответственно, электростатически связаны друг с другом через емкость  $C_{ij}$  и с окружающей средой через  $C_i$ . Только островок  $i = 1$  туннельно связан с электронными резервуарами. Электрохимический потенциал каждого островка  $i$  линейно зависит от  $N_i$  ( $i = 1, 2, \dots, M$ ), если напряжение управляющего затвора для всех островков фиксировано; а именно,

$$\mu_i = \sum E_{ij} N_j + \text{const}, \quad (1.2)$$

где  $E_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, \dots, M$ ) определяются сеткой емкостей  $C_{ij}$  и  $C_i$  [23]. Проводимость через SET определяется величиной  $\mu_1$ , где  $E_{11} = E_{ch1}$  – зарядовая энергия островка  $i = 1$ . Детекторы, описанные в разделах 4 и 5, соответствуют SET с  $M = 3$  и  $M = 2$ .

Простейшим примером SET с несколькими островами является параллельная двойная квантовая точка (DQD – Double Quantum Dot) ( $M = 2$ ), показанная на рис. 1.1 (с) [29]. Первая QD (D1), соединенная с резервуарами посредством туннельных контактов, электростатически связана со второй QD (D2). Когда  $N_1$  и  $N_2$  изменяются на  $\Delta N_1$  и  $\Delta N_2$ , соответственно,  $\mu_1$  D1 сдвигается на

$$\Delta\mu_1(\Delta N_1, \Delta N_2) = E_{ch1} \times \Delta N_1 + E_{12} \times \Delta N_{12} \quad (1.3)$$

где  $E_{ch1}$  и  $E_{12}$  определяются емкостями  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_{12}$  посредством

$$E_{ch1} = e^2 \frac{C_2 + C_{12}}{C_1 C_2 + C_{12}(C_1 + C_2)} \quad (1.4a)$$

и

$$E_{12} = \frac{C_{12}}{C_2 + C_{12}} E_{ch1}. \quad (1.4b)$$

Рассмотрим два конкретных случая, которые имеют отношение к последующему обсуждению. Сначала рассмотрим случай, когда D1 и D2 сильно связаны ( $C_{12}/C_2 \gg 1$ ) и электрон туннелирует между ними ( $D1 \rightarrow D2$ , или  $\Delta N_1 = -1$ ,  $\Delta N_2 = 1$ ). Принимая во внимание уравнения (1.3) и (1.4), можно понять, что электрохимический потенциал D1 изменяется на величину

$$\Delta\mu_1 = -E_{ch1} \times \frac{C_{12}}{C_2}. \quad (1.5)$$

Во-вторых, рассмотрим случай, когда D1 и D2 слабо связаны ( $C_{12}/C_2 \ll 1$ ), и один электрон убегает из D2 в резервуар ( $\Delta N_2 = -1$ ). Изменение  $\Delta\mu_1$ , наведённое в D1, также задается уравнением (1.5).

Поскольку напряжение управляющего затвора,  $V_{g1}$  точки D1 обычно сканируется, а пик проводимости появляется каждый раз, когда  $\mu_1(N_1, N_2, V_g) = E_F$ , то это приводит к серии пиков проводимости с интервалом, заданным  $\Delta V_g = -E_{ch}/(\alpha e)$  (уравнение (1.1)). Изменение электрохимического потенциала,  $\Delta\mu_1$  такое же, как в уравнении (1.5), может быть задетектировано как сдвиг пика проводимости,  $\Delta V_g = \Delta\mu_1/(\alpha e)$ . В случаях, рассмотренных выше,  $\Delta V_g$  задается как

$$\Delta V_g \approx \frac{E_{ch1}}{\alpha e} \frac{C_{12}}{C_2}. \quad (1.6)$$

Таким образом, D1 в данном режиме работает как электромметр, который детектирует изменение числа электронов соседних проводящих островков. Детектирование одиночных фотонов может быть достигнуто, если (i) единичное событие поглощения фотонов конвертируется в изменение электронной конфигурации проводящих островков и (ii) постоянная времени измерений достаточно короткая, чтобы разрешить во времени такое событие.

### 1.3 Дизайн однофотонного детектора

На рисунке 1.2 показана базовая концепция детектора фотонов. Он состоит из трех компонентов: (i) поглотителя электромагнитных волн, (ii) металлической антенны, которая собирает падающее излучение и концентрирует его на поглотителе и (iii) электромметра (SET), определяющего зарядовые состояния поглотителя. Поглотитель электромагнитных волн преобразует фотон в заряд. Поглотитель представляет собой небольшой проводящий островок, в котором электрон возбуждается и покидает островок, например, в соседний электронный резервуар. Таким образом, число электронов в поглотителе (проводящем островке)

уменьшается на единицу, и эта фотоиндуцированная ионизация поглотителя единичным зарядом  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  Кл регистрируется SET электрометром. Поскольку длина волны излучения FIR/SMMW находится в диапазоне от 0,1 мм до 0,6 мм, что намного больше, чем размер поглотителя субмикронного размера, то эффективность связи поглотителя с излучением низка без дополнительной антенны. Плоская дипольная антенна размером примерно в длину волны, связанная с квантовой точкой, улучшает связь с излучением. Согласование импеданса между антенной и поглотителем существенным образом влияет на эффективность детектора.

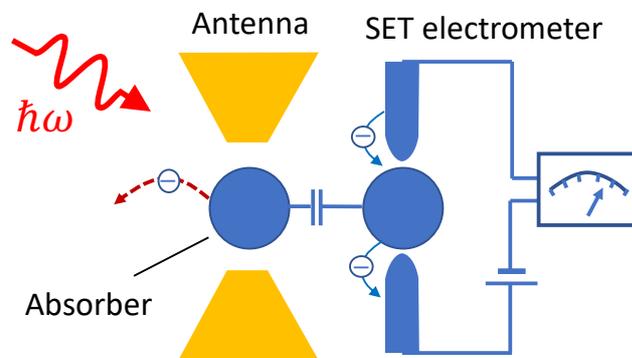


Рисунок 1.2 – Концепция детектора фотонов с использованием SET электрометра.

Используя различные механизмы возбуждения, мы можем разрабатывать различные детекторы на основе схем, изображенных на рис. 1.1. Ниже мы описываем два типа детекторов: детектор фотонов FIR на циклотронном резонансе и SMMW-детектор на основе плазменного резонанса. Детекторы обоих типов изготовлены в гетероструктурах GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$  с двумерным электронным газом (2DEG – Two Dimensional Electron Gas), расположенным под поверхностью кристалла. В таких гетероструктурах электроны свободно движутся вдоль границы раздела между GaAs и GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$ As, в то время как в перпендикулярном направлении движение запрещено, благодаря квантовой яме, образованной гетероструктурой. В таком двумерном электронном газе можно сформировать проводящие области в 2DEG при помощи находящихся на поверхности полупроводника металлических затворов, смещённых отрицательным

напряжением. При этом электроны «выдавливаются» из областей под отрицательно смещёнными электродами.

## 1.4 Детектор фотонов на циклотронном резонансе

В области FIR циклотронный резонанс на двумерном газе обеспечивает механизм поглощения. Циклотронный резонанс ЦР дает сильный отклик в больших структурах на целочисленных заполнениях уровней Ландау [30]. В частности, ЦР в краевых состояниях приводит к долгоживущему электронно-дырочному возбуждению [31] из-за большого пространственного разделения между краевыми состояниями [32]. Используя QD в квантовом режиме Холла, ЦР позволяет обнаруживать единичные события поглощения фотонов.

### 1.4.1 Квантовые точки в сильных магнитных полях

В сильных магнитных полях, энергетический спектр электронов в QD квантуется, благодаря формированию уровней Ландау (LL – Landau Levels), как показано на рисунке 1.3(а). Каждый LL в свою очередь разделяется на два благодаря расщеплению со спинами вверх и вниз. Мы рассматриваем такое магнитное поле, при котором самый низкий орбитальный уровень Ландау, LL1 (с двумя противоположными спиновыми поляризациями) заполнен, в то время как второй уровень Ландау, LL2, со спиновым состоянием вверх (LL2  $\uparrow$ ) частично заполнен и содержит небольшое количество электронов. Коэффициент заполнения QD,  $\nu$ , находится в диапазоне от 2 до 3. Из-за ограничивающего потенциала QD, уровни Ландау загибаются вверх по мере приближения к границе. Там, где энергии

LL пересекают уровень Ферми, LL выполаживаются из-за эффекта экранировки, образуя сжимаемые (compressed) области – проводящие области. Несжимаемые – полностью заполненные области уровней, которые лежат ниже уровня Ферми. В сжимаемых областях электронные состояния частично заполнены электронами. Наименьшие значения LL при вращении вверх и вниз ( $LL1\uparrow$  и  $LL1\downarrow$ ) дают, соответственно, внешнюю и внутреннюю «металлические» области в форме кольца, как схематически показано на рисунке 1.3(a). Частично заполненный второй LL ( $LL2\uparrow$ ) образует сжимаемую внутреннюю область металлического ядра [33].

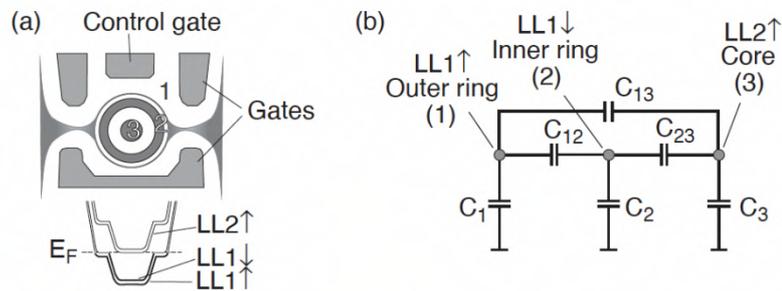


Рисунок 1.3 – (a) Схематический вид QD сверху в сильном магнитном поле ( $2 < \nu < 3$ ).

Благодаря квантованию уровня Ландау (LL), образуются отдельные проводящие области, два проводящих кольца ( $i = 1$ :  $LL1\uparrow$  и  $i = 2$ :  $LL1\downarrow$ ) и одно внутреннее ядро ( $i = 3$ :  $LL2\uparrow$ ). (b) Соответствующие «металлические» области емкостным образом соединены друг с другом ( $C_{ij}$ ) и с окружающей средой ( $C_i$ ).

Исследование переноса неравновесных электронов в краевых и объемных состояниях в больших холловских мостиках ранее показали, что туннелирование электронов между самыми высокими заполненными заполнениями и нижними заполнениями сильно подавлено [32]. Подавление заметно усиливается при увеличении магнитного поля по мере приближения к  $\nu = 2$ . Это приводит нас к предположению, что когда электронно-дырочная пара возбуждается через ЦР в QD, ее время жизни в неравновесном состоянии после релаксации к уровню Ферми может быть особенно большим в относительно узком  $B$ -диапазоне, близком к  $\nu = 2$ .

Эти три металлические области пространственно отделены друг от друга несжимаемыми изолирующими полосами с целыми числами заполнения.

Вероятность туннелирования между тремя металлическими областями пренебрежимо мала. Следовательно, электрическая проводимость через QD происходит посредством туннелирования между самым внешним металлическим кольцом ( $LL1\uparrow$ ) и электронным резервуаром. Проводимость точки соответственно определяется электрохимическим потенциалом  $LL1\uparrow$ ,  $\mu_1$ , на который через емкостную связь влияет количество электронов на других уровнях ( $LL1\downarrow$  и  $LL2\uparrow$ ). Таким образом, система здесь соответствует SET с тремя островками ( $M = 3$ ) – случай, который обсуждается в разделе 2, где металлические области  $LL1\uparrow$ ,  $LL1\downarrow$  и  $LL2\uparrow$  соответствуют проводящим островкам  $i = 1, 2$  и  $3$ , соответственно. Эквивалентная электрическая схема внутренней структуры QD показана на рисунке 1.3(b), где соотношения емкостей, представленные неравенствами

$$C_{12} \gg (C_1, C_2) \gg C_3 \text{ и } C_{12} \gg C_{23} \gg C_{13} \gg C_{23} \gg C_3, \quad (1.7)$$

в целом справедливы для существующей концентрической геометрии соответствующих металлических областей.

Транспорт через QD с коэффициентом заполнения  $2 < \nu < 3$  был исследован и подробно проанализирован в [23], где матрица с элементами  $E_{ij}$  получена и сопоставлена с экспериментами, фигурирующими в уравнении 2.2 для случая  $M = 3$ . Не вдаваясь в подробности, мы кратко опишем важные следствия этого анализа.

По мере увеличения магнитного поля, вырождение каждого LL увеличивается. Когда общее количество электронов в квантовой точке остается неизменным ( $N_1 + N_2 + N_3 = \text{const}$ ), электроны перераспределяются внутри неё. А именно, они перескакивают с более высоких уровней на более низкие уровни ( $LL2\uparrow \rightarrow LL1\downarrow \rightarrow LL1\uparrow$ ). Этот перенос электронов происходит в виде последовательности последовательного туннелирования электронов один за одним,  $LL2\uparrow \rightarrow LL1\downarrow$  или  $LL1\downarrow \rightarrow LL1\uparrow$ . Переход  $LL2\uparrow \rightarrow LL1\downarrow$  подразумевает, что  $\Delta N_3 = -1$  и  $\Delta N_2 = +1$  в уравнении (1.2), и вызывает увеличение  $\mu_1$  и  $\mu_2$  на такое же значение

$$\mu_1(N_1, N_2 + 1, N_3 - 1) - \mu_1(N_1, N_2, N_3) = \frac{C_3}{C_{23}} E_{ch}, \quad (1.8a)$$

$$\mu_2(N_1, N_2 + 1, N_3 - 1) - \mu_2(N_1, N_2, N_3) = \frac{C_3}{C_{23}} E_{ch}, \quad (1.8b)$$

где  $E_{ch} \approx e^2/(C_1 + C_2)$ . Последний переход (LL1↓ → LL1↑) увеличивает  $\mu_1$  на величину

$$\mu_1(N_1 + 1, N_2 - 1, N_3) - \mu_1(N_1, N_2, N_3) = \frac{C_2}{C_{12}} E_{ch}. \quad (1.9)$$

Уравнения (1.8b) и (1.9) аналогичны уравнению (1.5). Знак между этими двумя уравнениями противоположен, потому что процесс, рассматриваемый в этом разделе, противоположен тому, который обсуждался в разделе 1.2. Уравнение (1.9) непосредственно выводится из уравнения (1.5), а (1.4a,b) следуют из уравнения (1.5) при условии соотношения неравенств (1.7). Любое изменение  $\mu_1$ , заданное уравнением (1.4b) или уравнением (1.9), приводит к сдвигу на  $\Delta V_g = \Delta\mu_1/(\alpha_1 e)$  в положении пика проводимости, где  $\alpha_1 = C_{g1}/C_1$ , а  $C_{g1}$  – емкость между управляющим затвором и внешним кольцом. Сдвиг пика, вызванный одноэлектронным переносом, LL2↑ → LL1↓ ( $\Delta N_2 = +1$ ,  $\Delta N_3 = -1$ ), определяется, соответственно, как

$$\Delta V_g(23) = \frac{C_3}{\alpha_1 e C_{23}}, \quad (1.10a)$$

а сдвиг, вызванный переносом LL1↓ → LL1↑ ( $\Delta N_1 = +1$ ,  $\Delta N_2 = -1$ ), задается как

$$\Delta V_g(12) = \frac{C_2}{\alpha_1 e C_{12}}. \quad (1.10b)$$

### 1.4.2 Механизм детектирования

Теперь мы рассмотрим эффекты возбуждения ЦР внутри точки. Возбуждение при циклотронном резонансе не сопровождается переворотом спина. Следовательно, процесс перехода является либо  $LL1\uparrow \rightarrow LL2\uparrow$ , либо  $LL1\downarrow \rightarrow LL2\downarrow$ , как показано двумя вертикальными стрелками на рисунке 1.4. В любом процессе возбужденный электрон быстро отдает решетке свою избыточную энергию, вероятно, в течение нескольких наносекунд, и падает на область ядра  $LL2\uparrow$  ( $i = 3$ ). Возбужденная дырка аналогичным образом высвобождает свою энергию и быстро поднимается вверх либо к внешнему кольцу  $LL1\uparrow$  ( $i = 1$ ), либо к внутреннему кольцу  $LL1\downarrow$  (уровень 2). В случае, когда дырка создается во внешнем кольце  $LL1\uparrow$  ( $i = 1$ ), она по истечению конечного времени туннелирует во внутреннее кольцо  $LL1\downarrow$  ( $i = 2$ ), потому что электростатическая энергия предпочитает конфигурацию ( $\Delta N_3 = 1, \Delta N_2 = -1$ ) по сравнению с другой ( $\Delta N_3 = 1, \Delta N_1 = -1$ ). [Это можно понять из уравнений (1.8a) и (1.8b), показывающих равное изменение электрохимического потенциала двух колец в случае ( $\Delta N_3 = -1, \Delta N_1 = 1$ ).] Важно, что такой процесс определяется расстоянием между проводящими областями и может быть сильно подавлен, что даёт значительное время для детектирования.

Таким образом, ЦР переход в конечном итоге приводит к переносу электронов внутри точки  $LL1\downarrow \rightarrow LL2\uparrow$  ( $i: 2 \rightarrow 3$ ) после относительно быстрого процесса релаксации. Эта однофотонная индуцированная поляризация внутри квантовой точки в конечном итоге приводит к смещению пика резонанса проводимости на

$$\Delta V_g^{(CR)} = - \frac{C_3}{C_{23}} \frac{E_{ch}}{\alpha_1 e} \quad (1.11)$$

В приведенном выше примере поляризация внутри точки приводит к возбуждению электрона и дырки с хорошим пространственным разделением с противоположными спиновыми поляризациями. Это дополнительно приводит к подавлению электронно-дырочной рекомбинации и к чрезвычайно длительному

времени жизни такого возбуждения, о чем будет рассказано ниже. Длительное время жизни делает возможным детектирование одиночных FIR-фотонов.

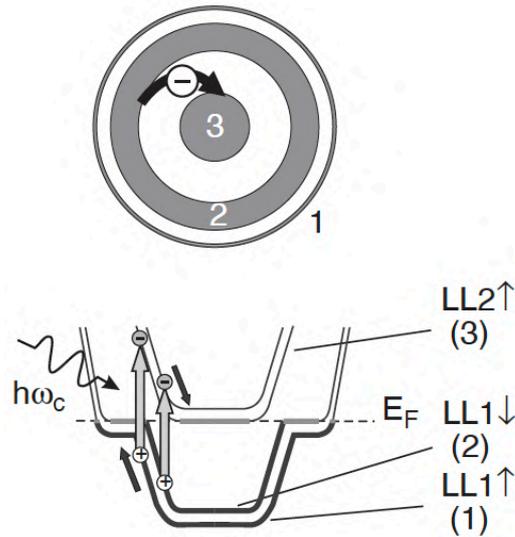


Рисунок 1.4 – Промежуточное возбуждение и результирующая внутренняя поляризация QD.

Один из двух процессов возбуждения  $LL1\uparrow \rightarrow LL2\uparrow$  или  $LL1\downarrow \rightarrow LL2\downarrow$  заканчивается с избытком электрона в  $LL2\downarrow$  и дырки в  $LL1\downarrow$  после релаксации (см. текст).

### 1.4.3 Экспериментальная установка

Исследованные образцы QD изготовлены с помощью электронно-лучевой литографии на кристалле GaAs с гетероструктурой GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Плотность электронов и подвижность двумерного электронного газа (2DEG) составляют  $n_s = 2,6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и  $\mu = 85 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , соответственно, при 4,2 К. Сканирующая электронная микрофотография образца показана на рисунке 1.5. Металлические затворы, нанесенные на поверхности кристалла сбоку, определяют QD, которая слабо связана с внешними областями двумерного газа через туннельные барьеры. Электрохимический потенциал QD контролируется смещением нижнего центрального затвора. Металлические затворы вместе с выводами простираются на длину около 100 мкм, образуя плоскую дипольную антенну, которая связывает падающее излучение дальнего инфракрасного излучения с квантовой точкой.

Напряжение исток-сток переменного тока подается с частотой модуляции 10 Гц – 1 кГц, и проводимость через QD измеряется с помощью стандартной техники синхронного детектирования (lock-in). Литографический размер точки составляет  $0,7 \times 0,7$  мкм<sup>2</sup>, в то время как эффективный размер проводящего островка составляет около 0,5 мкм в диаметре и содержит около 350 электронов. Зарядовая энергия QD  $E_{ch} = 4 \times 10^{-4}$  эВ находится по  $I$ - $V$  характеристиками, что соответствует емкости 0,4 фФ. QD помещают в смесительную камеру рефрижератора растворения <sup>3</sup>He /<sup>4</sup>He, базовая температура которого составляет 50 мК. Магнитное поле  $B$  приложено перпендикулярно к плоскости QD с помощью сверхпроводящего соленоида.



Рисунок 1.5 – Изображение металлических электродов (желтый цвет) на поверхности гетероструктуры, полученное в сканирующий электронный микроскоп. Изображение раскрашено искусственными цветами. Желтым цветом показаны золотые электроды.

Узкополосное излучение FIR диапазона, испускаемое холловским баром из GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  2DEG [30] или InSb  $n$ -типа, используется для облучения образца с QD. В оптической схеме (рис. 1.6(a)) излучатель в виде холловского бара шириной 10 мкм ( $\mu = 20$  м<sup>2</sup>/В/с), изготовленный в кристалле гетероструктуры GaAs/  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , помещен в смесительную камеру <sup>3</sup>He-<sup>4</sup>He рефрижератора на расстоянии 27 мм от образца QD. Когда ток  $I_{emit}$  пропускается через эмиттер, ЦР-переход неравновесных электронов приводит к узкополосному циклотронному излучению

на частоте  $\omega_c = eB/m^*$ , где  $m^* = 0,069 m_0$ ,  $m_0$  – масса свободного электрона. Излучение направляется на образец QD через стержень из чистого кремния длиной 25 мм. В альтернативной оптической схеме (рис. 1.6(б)), излучатель GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 2DEG или излучатель на InSb *n*-типа ( $m^* = 0,014m_0$ ) [34, 35] настраивается отдельным сверхпроводящим соленоидом, расположенным на расстоянии примерно в 80 см от образца QD. Излучение ЦР направляется через металлическую трубку диаметром 3 мм в смесительную камеру через кремниевое окошко к образцу QD. Длина волны излучения независимо подстраивается в диапазоне  $0,1 \text{ мм} < \lambda < 2 \text{ мм}$  магнитным полем излучателя  $B_{emit}$ . Когда излучатель помещается в один и тот же магнит (рис. 1.6(а)), положение излучателя относительно центра магнита регулируется таким образом, чтобы обеспечить максимальное излучение на QD.

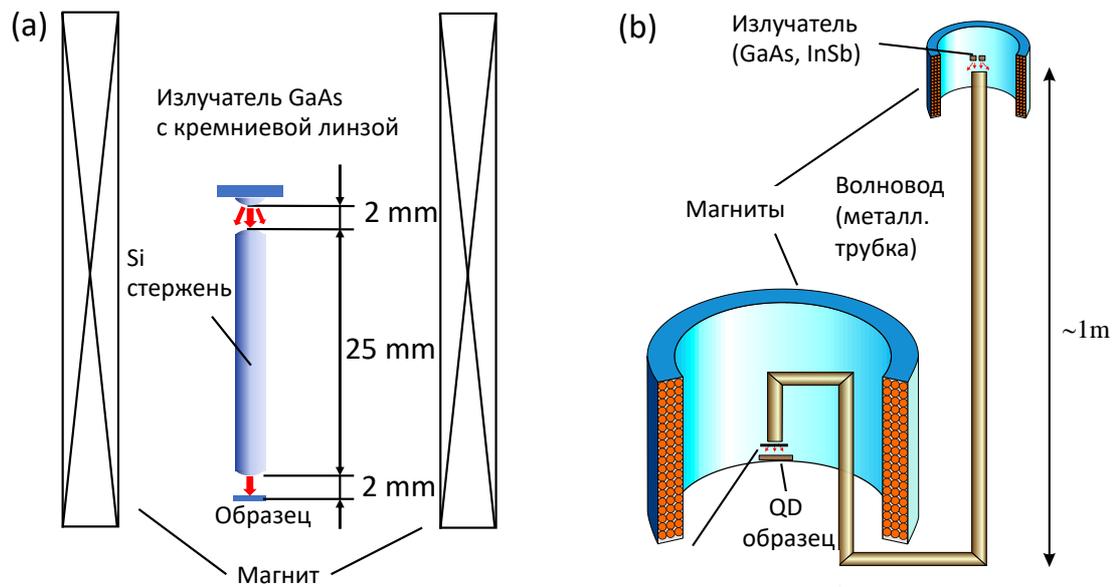


Рисунок 1.6 – Два типа экспериментальных установок: (а) Образец с QD помещают в камеру растворения  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  рефрижератора вместе с излучателем на циклотронном резонансе на гетероструктуре GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. И образец, и излучатель расположены в магнитном поле сверхпроводящих соленоидов. (б) ЦР–излучатель на гетероструктуре GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и ЦР-излучатель из *n*-InSb установлены в сверхпроводящем соленоиде ( $B_{emit}$ ) независимо от поля соленоида ( $B$ ) для образца QD.

В обеих оптических схемах нежелательное излучение в ближней и средней инфракрасной областях устраняется благодаря фильтрации в кремнии и дополнительным черным полиэтиленовым пленкам. Непрерывное облучение QD в

течение 24 часов не вызывало заметного изменения плотности двумерного газа, что указывает на то, что отфильтрованное излучение не пропускает электромагнитные волны с частотами больше запрещённой зоны. FIR излучение регистрируется в диапазоне  $B = 3,4 - 4,2$  Тл, что соответствует диапазону длин волн  $\lambda = 220 - 170$  мкм.

Испускаемый поток излучения примерно пропорционален квадрату  $I_{emit}$  через эмиттер. Плотность потока излучения, падающего на область вокруг QD, составляет приблизительно всего  $10^{-16}$  Вт/мм<sup>2</sup> полосе  $170 \pm 10$  мкм при  $I_{emit} = 3$  мкА (на схеме рис. 1.6 (а)), что соответствует примерно  $10^3$  падающим фотонам в секунду на эффективную площадь антенны QD (диаметр 0,1 мм).

#### 1.4.4 Основное состояние

Без FIR-подсветки проводимость через QD демонстрирует почти равноудаленные острые резонансные пики в развертке  $V_g$ , как показано на вставке на рис. 1.7(a). На рисунке 1.7(a) показаны положения пиков резонанса проводимости в зависимости от магнитного поля  $B$ . Магнитное поле  $B = 4,1$  Тл соответствует  $\nu = 2$  в QD, что меньше поля  $B = 5,6$  Тл с  $\nu = 2$  в объеме 2DEG (без ограничивающего потенциала затворов). Мы находим, что каждая темная полоска на графиках характеризуется зубчатой тонкой ступенчатой структурой. Две разные серии ступеней, I и II, различаются на изображении крупным планом на рис. 1.7(b): в серии I ступени относительно большие ступеньки с почти неизменной высотой, но ступень становится менее частой по мере увеличения  $B$  (рис. 1.7(a)). Шаги в серии II происходят с почти постоянной частотой,  $B^{II} = 0,020$  Тл, в то время как высота шага меньше в более низком диапазоне  $B$ , но увеличивается с увеличением  $B$ . Оба типа шагов смещаются в сторону положительного напряжения на затворе  $V_g$  при увеличении  $B$ .

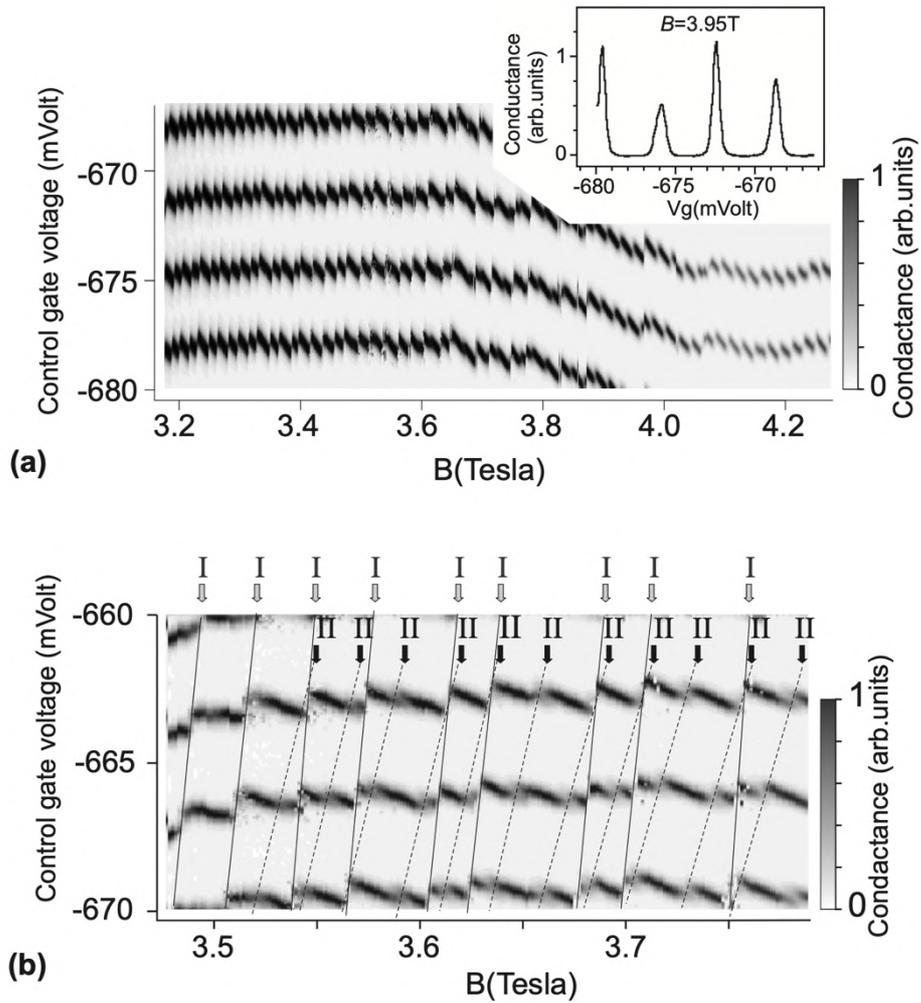


Рисунок 1.7 – (а) Положения пиков проводимости как функция магнитного поля. Вставка показывает пример осцилляций проводимости при  $B = 3,95$  Тл. (б) Увеличенная часть картины проводимости.

На рис. 1.7(а) показан интервал шагов,  $\Delta B^I$  и  $\Delta B^{II}$ , по сравнению с  $B$  для обеих серий. Шаг серии I обращается в нуль при  $B \approx 4,1$  Тл, в то время как серия II сохраняет свой интервал,  $\Delta B^{II} \approx 0,020$  Тл. Ступеньки серий I и II возникают из событий туннелирования  $LL2\uparrow \rightarrow LL2\downarrow$  и  $LL1\downarrow \rightarrow LL1\uparrow$  соответственно. Ряд I обращается в нуль при  $B \approx 4,1$  Тл, потому что внутреннее ядро ( $LL2\uparrow$ ) обращается в нуль ( $N_3 = 1 \rightarrow N_3 = 0$ ) при  $B \approx 4,1$  Тл.

Можно определить  $N_i$  на соответствующих уровнях как функцию  $B$ , подсчитав количество соответствующих ступенек. Учитывая, что  $N_3$  уменьшается на единицу при каждом скачке серии I, пока не исчезнет при достижении  $B = 4,1$

Тл, мы получаем зависимость  $N_3$  от  $B$ , которая показана белыми кружками на рис. 1.8(b). Равноудаленные ступеньки серии II указывают на то, что  $N_1$  линейно увеличивается с увеличением  $B$  [сплошные треугольники на рис. 1.8(b)]. Наклон,  $N_1 = \pi (D_1/2)^2 B / \Phi_0$ , где квант потока  $\Phi_0 = h/e$ , подразумевает, что  $N_1$  увеличивается на единицу каждый раз, когда  $\Phi_0$  добавляется к внешнему проводящему кольцу [33] диаметром  $D_1 = 0,52$  мкм. Мы находим  $N_2(B)$ , подсчитав шаги обоих рядов, и обнаруживаем, что оно остается почти неизменным до  $B = 3,6$  Тл, выше которого оно начинает уменьшаться [чёрные квадраты на рис. 1.8(b)].

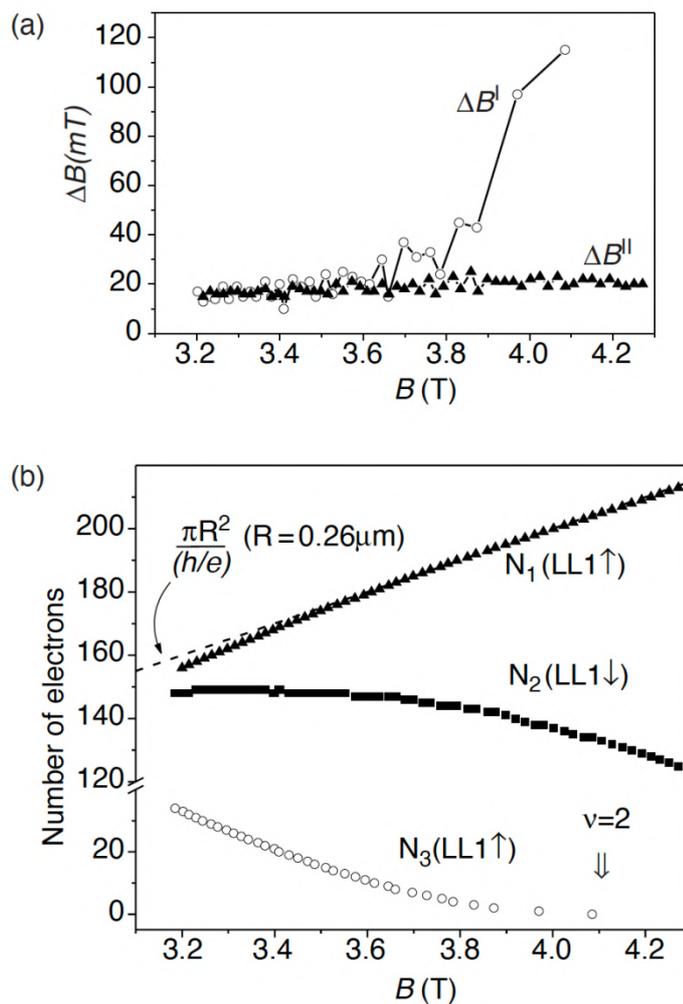


Рисунок 1.8 – (a) Интервалы между последовательными ступеньками типа I и II,  $B^I$  и  $B^{II}$  в сравнении с  $B$ . (b) Количество электронов на разных уровнях Ландау по сравнению с  $B$ .

Основное следствие из данных, показанных на рисунке 1.8(b), состоит в том, что электронная структура QD в сильных магнитных полях действительно разделена на четко определенные уровни  $LL1\uparrow$ ,  $LL1\downarrow$  и  $LL2\uparrow$ . Важным для

однофотонного детектирования является то, что  $N_3$  мало ( $N_3 = 33$ ) уже при  $B = 3,2$  Тл, что предполагает небольшой размер внутреннего ядра и, как следствие, длительное время жизни электронно-дырочных пар, возбуждаемых ЦР, в диапазоне магнитных полей  $3,2 \text{ Тл} < B < 4,1 \text{ Тл}$ .

### 1.4.5 Детектирование фотонов

Одиночные фотоны в FIR регистрируются в диапазоне  $3,4 \text{ Тл} \leq B \leq 4,2 \text{ Тл}$ . На рисунках 1.9(а-с) показан пик проводимости в одном из образцов при  $B = 3,67 \text{ Тл}$  при различных интенсивностях освещения ( $\lambda \approx 190 \text{ мкм}$ ). Мы используем оптическую схему, показанную на рисунке 1.6(а), с излучателями внутри смесительной камеры. Постоянная времени измерений составляет 1 мс, а напряжение затвора сканируется в течение 3 минут для каждой кривой.

При выключенном источнике дальнего ИК излучения, проводимость видна в виде характерного для одноэлектронного транзистора пика в форме лоренциана (рис. 1.9(а)). Когда включается чрезвычайно слабая FIR-подсветка ( $I_{em} = 2 \text{ мкА}$  через GaAs-излучатель), резонансная проводимость в темноте демонстрирует редкие переключения, в то время как в диапазоне  $V_g$ , смещенном в сторону больших отрицательных напряжений, появляются редкие короткие пички (рис. 1.9(б)). При увеличении освещения ( $I_{em} = 3,5 \text{ мкА}$ ), исходный резонанс проводимости, отмеченный **G**, проявляется в виде серии скачков проводимости (рис. 1.9 (с)), в то время как проводимость в области смещённых  $V_g$  растёт, образуя набор пиков, определяющих четкую огибающую другого резонансного пика, центрированного в смещённом положении на величину  $\Delta V_g = -0,55 \text{ мВ}$ , обозначено **E** (возбужденное состояние). Кроме того, менее частые переключения проводимости видны в диапазоне  $V_g$ , сдвинутом на  $\Delta V_g = -1,1 \text{ мВ}$ , обозначено символом **D** (дважды возбужденное состояние).

Сдвиг  $\Delta V_g = -0,55$  мВ, равен по амплитуде, но противоположен по знаку шагу серии I ( $LL2\uparrow \rightarrow LL1\downarrow$ ) на рис. 1.7(б). Это указывает на то, что новый резонанс проводимости **E** возникает в результате перехода  $LL1\downarrow \rightarrow LL2\uparrow$  одного электрона, как обсуждалось в разделе 4.2. Кроме того, резонанс проводимости **D** на рис. 1.9(с) интерпретируется как резонанс проводимости дважды возбужденного состояния (две электронно-дырочные пары возбуждаются в QD).

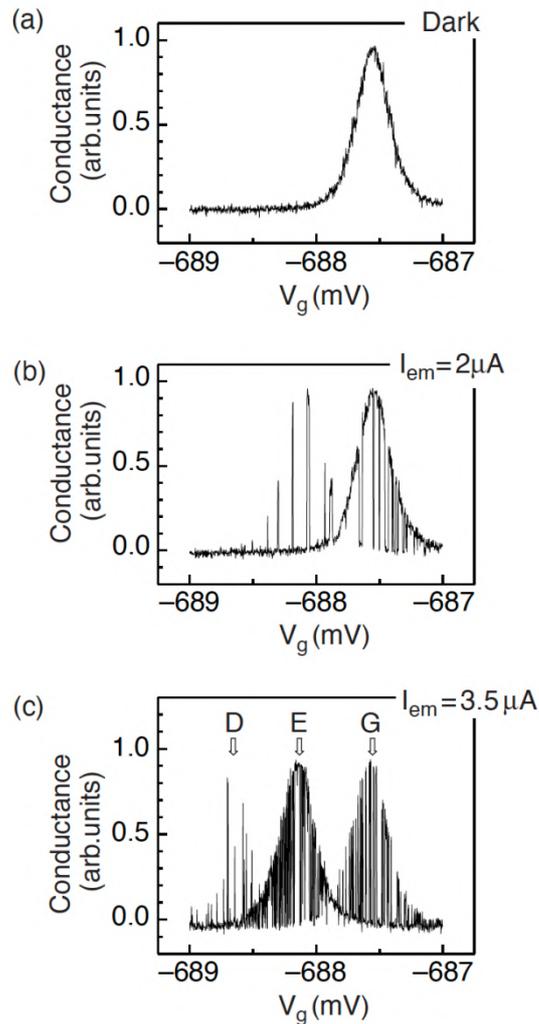


Рисунок 1.9 – Влияние FIR-подсветки на пик проводимости при  $B = 3,67$  Тл и  $T = 70$  мК. (а) Без FIR освещения. (б) При чрезвычайно слабом освещении FIR ( $I_{em} = 2$  мкА). (с) При более сильном освещении ( $I_{em} = 3,5$  мкА).

Когда  $V_g$  фиксируется в центре **E**, проводимость обычно отключена: проводимость включается каждый раз, когда один ИК фотон поглощается в QD (**G**

→ **E**), как показано на графике в реальном времени на рис. 1.10 (a), где FIR излучение ( $I_{em} = 2$  мкА) прикладывается в форме прямоугольной волны с частотой модуляции 0,8 Гц. Проводимость переключается (**E** → **G**), когда возбужденная электронно-дырочная пара исчезает в результате рекомбинации. На рисунке 1.10(b) показано, что скорость переключения увеличивается с увеличением интенсивности FIR излучения ( $I_{em} = 3$  мкА). Рисунок 1.10(c) показывает, что при все еще высоком уровне возбуждения ( $I_{em} = 4$  мкА) интегральное время, проведенное в возбужденном состоянии, выравнивается, хотя скорость переключения продолжает увеличиваться. Это связано с тем, что переход в "дважды возбужденное состояние" начинает играть существенную роль: если вторая электронно-дырочная пара возбуждается в то время, когда ранее сгенерированная электронно-дырочная пара все еще в QD (**E** → **D**) то, это выключает проводимость.

На рисунке 1.10(d) показана проводимость во времени, полученная, когда  $V_g$  установлен в положение **G** с  $I_{em} = 3$  мкА, где проводимость изначально (без излучения) "включена": каждое событие возбуждения (**G** → **E**) отключает проводимость, и рекомбинация (**E** → **G**) сбрасывается или переключается в зависимости от проводимости. Здесь ни переход **E** → **D**, ни **D** → **E** не видны, потому что оба состояния (**E** и **D**) приводят к выключению проводимости. На рисунке 1.10(e) показаны данные с  $V_g$ , зафиксированным в положении **D** с  $I_{em} = 3$  мкА, где события включения и выключения соответствуют переходам **E** → **D** и **D** → **E**. Мы находим, что время жизни дважды возбужденного состояния (**D**) намного короче, чем время жизни однократно возбужденного состояния (**E**). Следовательно, еще более высокие многократно возбужденные состояния (например, трижды возбужденное состояние) ещё более короткоживущие и поэтому не наблюдаются.

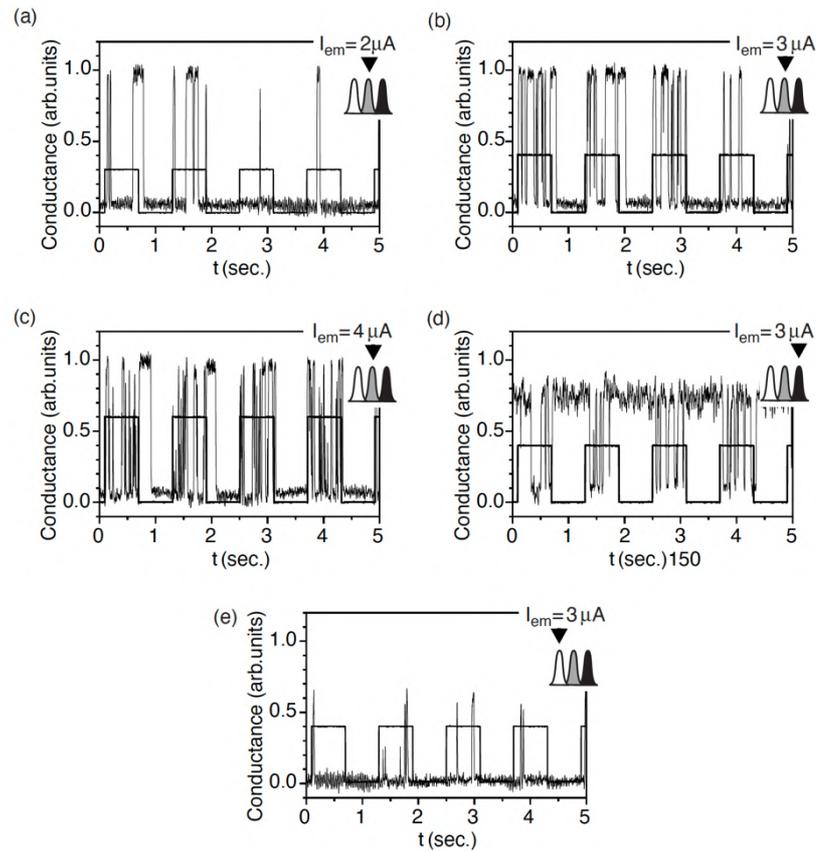


Рисунок 1.10 – Временные зависимости заданной проводимости при освещении FIR, которое подается прямоугольными импульсами с частотой  $f \approx 0,8$  Гц. (a)  $I_{em} = 2$  мкА. (b)  $I_{em} = 3$  мкА. (c)  $I_{em} = 4$  мкА. (d)  $I_{em} = 3$  мкА. (e)  $I_{em} = 3$  мкА. Схематически показанные пики с маркером в правом верхнем углу каждого графика представляют положение измерений временных зависимостей:  $V_g$  зафиксирован в положении **E** на рис. 1.9(c) для (a)–(c), в положении **G** для (d) и в положении **D** для (e).

Характерные особенности аналогичны приведенным выше для каждого пика проводимости, возникающего в диапазоне 3,4 – 4,15 Тл, за исключением того, что время жизни рекомбинации сильно зависит от  $B$ , как обсуждалось в разделе 4.7.

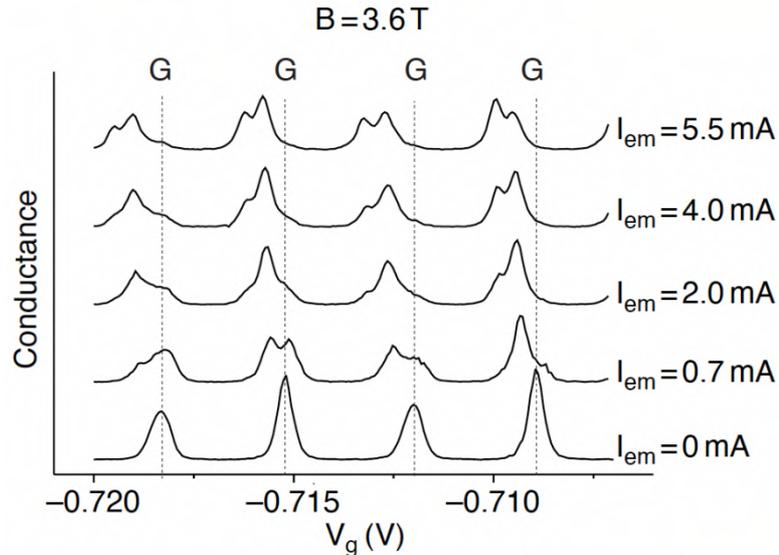


Рисунок 1.11 – Осцилляции проводимости, снятые при  $B = 3,60$  Тл с длительной постоянной времени (0,3 с), при различном освещении, которое задаётся током эмиттера  $I_{em}$ . Максимальное время жизни возбужденного состояния составляет около 0,1 с. С увеличением интенсивности освещения пики проводимости основного состояния (**G**) уменьшаются по амплитуде, в то время как новый пик, соответствующий однократно возбужденному состоянию (**E**), сначала растет в сдвинутом влево положении  $V_g$ . При еще более высокой интенсивности освещения появляется еще один пик (**D**) в положении, сдвинутом на двойную величину по  $V_g$ . Пунктирными линиями отмечены позиции **G**.

На рисунке 1.11 показана серия пиков проводимости при  $B = 3,6$  Тл для нескольких различных уровней освещенности FIR ( $I_{em}$ ). Отдельные переключения проводимости здесь не видны (сглажены), потому что приборная постоянная времени установлена равной 300 мс, что намного больше времени рекомбинации возбужденных состояний. По мере увеличения FIR излучения каждый пик проводимости в исходном состоянии (**G**) уменьшается по амплитуде, в то время как два пика проводимости в возбужденном состоянии (**E** и **D**) увеличиваются. Интегральная форма линии резонанса проводимости может быть хорошо воспроизведена наложением разделенных пиков проводимости of **G**, **E** и **D** (смещенных друг к другу примерно на 0,55 мВ). Это проиллюстрировано на рис. 1.12(a), где экспериментальные значения обозначены черными точками. Процедура подгонки при разных уровнях интенсивности возбуждения подтверждает, что положения  $V_g$  для **E** и **D** остаются неизменными, но относительный вес (или

амплитуда) резонанса изменяется с интенсивностью возбуждения. Амплитуды каждого пика соответствуют интегральному времени, которое QD проводит в соответствующих состояниях, или скорости переключения, умноженной на время жизни состояния.

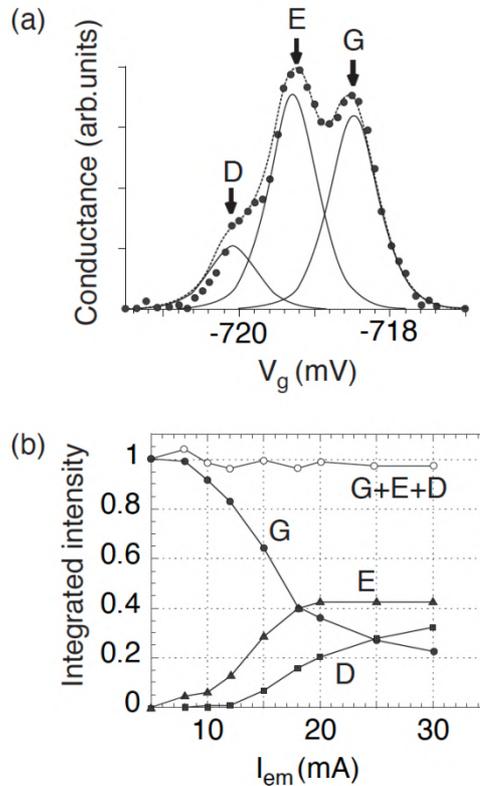


Рисунок 1.12 – (а) Усредненный по времени профиль проводимости при относительно умеренной интенсивности освещения, взятый с рис. 1.10. Экспериментальные значения (сплошные точки) воспроизведены пунктирной линией, проведенной в соответствии с суммой трех пиков, сдвинутых на фиксированную величину по оси  $x$  ( $\Delta V_g = 1,1$  мВ) **G**, **E** и **D** (сплошные линии). (б) Изменение амплитуд пиков **G**, **E** и **D** в зависимости от интенсивности освещения ( $\propto I_{em}^2$ )

На рисунке 1.12(b) показаны амплитуды соответствующих пиков по отношению к  $I_{em}$  (интенсивность ИК  $\propto I_{em}^2$ ). С увеличением интенсивности возбуждения сначала увеличивается амплитуда пика **E**, но затем выходит на насыщение при относительно сильном уровне возбуждения. Пик **D** становится заметным при более высоком уровне возбуждения и продолжает расти, при этом пик **E** уже насыщен. Пик состояния **G** уменьшается, но уменьшение

компенсируется ростом пиков **E** и **D**, так что сумма интенсивностей пиков, **G** + **E** + **D**, остается практически неизменной.

На рис. 1.13 сравниваются  $V_g$ -положения пика проводимости при освещении (белые круги,  $I_{em} = 3,5$  мкА) с положениями в основном состоянии **G** (черные кружки). Здесь постоянная времени измерения, больше, чем время жизни возбужденных состояний. Соответствующим возбужденным состоянием является в первую очередь **E**, но некоторые точки данных также распознаются как соответствующие **D** ( $\Delta V_g \approx -1,1$  мВ).

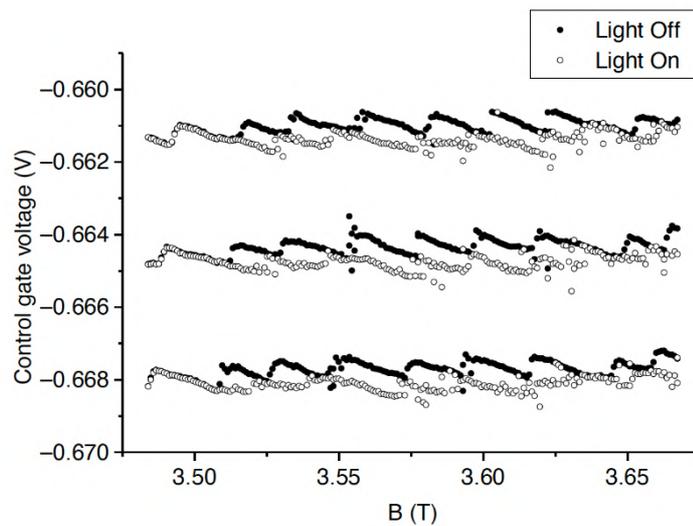


Рисунок 1.13 – Усредненные по времени положения пиков проводимости в зависимости от магнитного поля без освещения (черные кружки) и при освещении (белые кружки). При увеличении освещения положения пиков смещаются вниз на один шаг по сравнению с положениями пиков основного состояния.

При повышении температуры резонансные линии проводимости становятся шире, а время жизни рекомбинации возбужденных состояний уменьшается. Переключения проводимости, обусловленные поглощением излучения, видны до  $T = 400$  мК, при которой время жизни рекомбинации примерно на два порядка меньше, чем при  $T = 70$  мК. На рисунке 1.14 показаны «телеграфные» переключения, полученные при фиксированном  $V_g$  в положении **G** при  $T = 370$  мК и  $B = 3,97$  Тл. (Это магнитное поле обеспечивает максимальное время жизни

рекомбинации, как это будет показано в разделе 4.7.) Однократно и дважды возбужденные состояния, **E** и **D**, теперь отличаются различными значениями проводимости из-за теплового уширения резонансной линии проводимости.

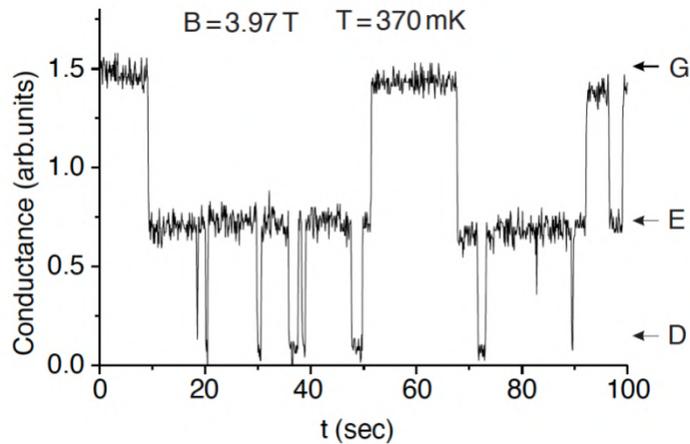


Рисунок 1.14 – Временная зависимость проводимости при  $T = 370$  мК ( $B = 3,97$  Тл), где  $V_g$  зафиксирован в пиковом положении основного состояния (**G**). Благодаря температурному уширению пика проводимости видны не только переключения **G** ↔ **E**, но и переключения **E** ↔ **D**.

#### 1.4.6 Спектральная полоса детектирования

Спектральные измерения выполняются путем сканирования длины волны излучения от излучателя ЦР (здесь используется оптическая схема, изображенная на рис. 1.6(б)). Спектры излучения GaAs/AlGaAs ранее изучались на калиброванном детекторе Холла [30]. Излучение демонстрирует лоренцевскую линию с полной шириной на полумаксимуме (FWHM – Full Width at Half Maximum) около  $\Delta\omega_{emit} \approx 4,2$  см<sup>-1</sup> при  $\omega_{emit} \approx 55$  см<sup>-1</sup>.

На рис. 1.15 показано, как изменяется скорость переключений (counts) детектора в зависимости от частоты падающего излучения,  $\omega_{emit}$  или  $\nu_{emit}$  при  $T = 70$  мК и  $B = 3,61$  Тл. При измерениях мощность излучения сохраняется почти неизменной на таком низком уровне, что средний интервал между последовательными событиями поглощения фотонов намного больше, чем время рекомбинации  $\tau^*$ , так что эффект мертвого времени детектирования исключается.

Полученная кривая хорошо описывается кривой Лоренца,  $1/\{[2(\omega_{emit} - \omega_R) / \Delta\omega]^2 + 1\}$  с  $\omega_R = 53,1 \text{ см}^{-1}$  и  $\Delta\omega = 6,6 \text{ см}^{-1}$  (FWHM). Отсутствие фонового сигнала предполагает, что изученное переключение проводимости не связано с темновыми переключениями. Спектр не зависит от смещения затвора в диапазоне, где число электронов в QD составляет 280-310.

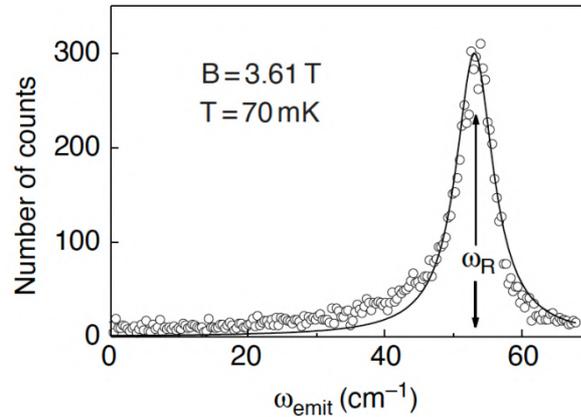


Рисунок 1.15 – Пример спектра возбуждения: Количество переключений проводимости, вызываемых поглощением фотонов, в течение десяти секунд в каждой точке  $\omega_{emit}$  ( $B_{emit}$ ). Шаг по частоте  $\omega_{emit}$  составляет  $0,33 \text{ см}^{-1}$ . Данные хорошо согласуются с кривой Лоренца с резонансной частотой  $\omega_R = 53,1 \text{ см}^{-1}$  и шириной линии  $\Delta\omega = 6,6 \text{ см}^{-1}$  (FWHM), показанной сплошной линией.

Резонансная частота,  $\omega_R$ , растёт с увеличением магнитного поля,  $B$ , для QD, как показано черными точками на рис. 1.16, где дополнительные данные, полученные с помощью техники синхронной модуляции (lock-in), показаны белыми кружками. (Метод подсчета фотонов неприменим в диапазоне более низких магнитных полей, поскольку  $\tau^*$  становится короче, чем текущая инструментальная постоянная времени около 1 мс.)

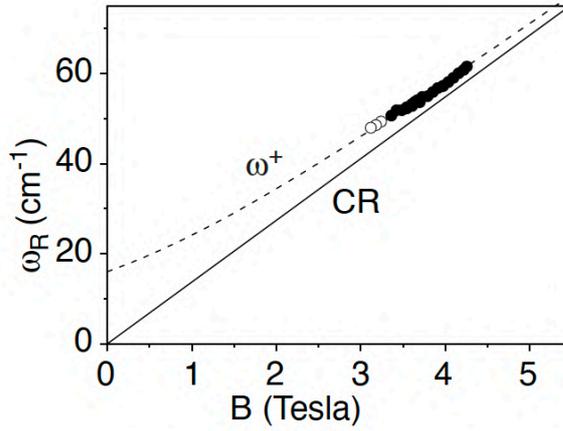


Рисунок 1.16 – Резонансная частота,  $\omega_R$ , как функция магнитного поля  $B$ , приложенного к QD. Данные, обозначенные черными кружками, получены с помощью счета фотонов, в то время как точки, представленные белыми кружками, получены с помощью непрерывного фотоотклика с модуляцией излучения. Пунктирной линией показана дисперсия  $\omega^+$ , заданная уравнением (1.12) при  $\omega_0 = 16 \text{ см}^{-1}$ . Сплошная линия показывает чистый ЦР.

На рисунке 1.16 показано, что значения  $\omega_{CR}$  немного выше, чем значения частоты чистого циклотронного резонанса  $\omega_{CR} = eB/m^*$ , обозначенного прямой линией. Точки данных хорошо ложатся на сплошную кривую, построенную в соответствии с верхней ветвью дисперсионных соотношений

$$\omega^{\pm} = \sqrt{(\omega_{CR}/2)^2 + \omega_0^2} \pm \omega_{CR}/2 \quad (1.12)$$

что ожидается для магнито-плазменного резонанса [36, 37], где наилучшее соответствие экспериментальным значениям получается при выборе  $\omega_0 = 16 \text{ см}^{-1}$  (рис. 1.16).

Если для ограничивающего потенциала QD предположить потенциал с твердыми стенками, теория [38] предсказывает  $\omega_0 \approx 40 \text{ см}^{-1}$ , что более чем в два раза превышает экспериментальное значение. Реалистичный ограничивающий потенциал QD рассматриваемой здесь QD может быть оценен по упрощенной структуре, изображенной на верхней панели рис. 1.17. Слой 2DEG с поверхностной плотностью  $n_s$  расположен на глубине  $h = 115 \text{ нм}$  ниже поверхности кристалла и

нейтрализуется удаленным слоем фонового положительного заряда на глубине  $h_+ = 95$  нм. Металлический затвор с отверстием диаметром 700 нм покрывает поверхность кристалла. (Поверхностный заряд игнорируется, поскольку он компенсируется положительным зарядом.) Отрицательное смещение затвора образует остров 2DEG (QD).

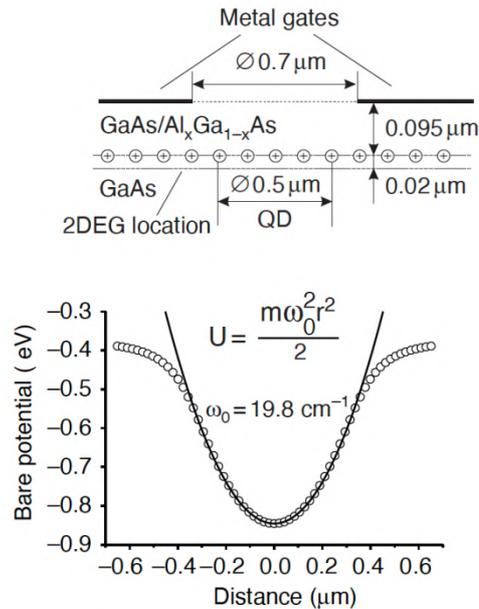


Рисунок 1.17 – Верхняя панель: упрощенная модель кристалла гетероструктуры, покрытого металлическим затвором с отверстием. Нижняя панель: открытые точки указывают расчетные значения потенциала, индуцированного положительным фоновым зарядом в плоскости двумерного газа. Горизонтальный масштаб является общим для обеих панелей.

Таким образом потенциал, образованный положительным фоновым зарядом, может быть найден, в сферических координатах  $\xi, \eta, \varphi$ , которые связаны с цилиндрической системой координат  $r, z, \varphi$  через  $\xi = \sinh u, \eta = \cos v$ , и  $r = R (\cosh u) \sin v, z = R (\sinh u) \cos v$  с параметрами  $u$  и  $v$ , удовлетворяющими условию  $u > 0, 0 \leq v \leq \pi$ . Потенциал, образованный ограниченной проводящей плоскостью с круглым отверстием, расположенным в однородном электрическом поле  $E$  в полупространстве  $z < 0$  вдоль оси  $z$  (перпендикулярно плоскости металла), выводится в аналитической форме как [39]

$$\varphi = -E \frac{z}{\pi} \left( \arctan \frac{1}{\xi} - \frac{1}{\xi} \right) \text{ при } z > 0,$$

$$\varphi = -E \frac{z}{\pi} \left( \pi - \arctan \frac{1}{\xi} + \frac{1}{\xi} \right) \text{ при } z < 0.$$

Здесь начало координат в центре апертуры, а ось  $z$  перпендикулярна границе раздела. В нашем случае электрическое поле  $E = -4\pi n_s e / \varepsilon_{\text{GaAs}}$  индуцируется слоем положительного заряда под поверхностью (рис. 1.17), и влияние границы раздела GaAs-вакуум учитывается путем суммирования дополнительного электрического поля  $E' = 4\pi n_s' e / \varepsilon_{\text{GaAs}}$ , индуцированного зеркальным зарядом с плотностью слоя  $n_s' = \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1} n_s$  на расстоянии  $h_+$  над поверхностью GaAs. Белые кружки на нижней панели на рис. 1.17 показывают профиль потенциальной энергии для QD в плоскости 2DEG. В первом порядке приближения потенциал является параболическим,  $U = e\varphi$ , так как

$$U = \frac{4}{(1 + \beta^2)^2} \frac{e^2 n_s r^2}{R \varepsilon_{\text{eff}} 2} + U_0,$$

где  $\beta = h/R$ ,  $\varepsilon_{\text{eff}} = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$  и  $U_0$  – постоянная величина, не влияющая на частоту плазменных колебаний. Заметим, что  $U = m\omega_p^2 r_p^2 / 2$ , получаем

$$\omega_p^2 = \frac{4}{(1 + \beta^2)^2} \frac{e^2 n_s}{R \varepsilon_{\text{eff}} m^*} \quad (1.13)$$

Уравнение (1.13) дает характеристическую частоту  $\omega_p \approx 19,8 \text{ см}^{-1}$  для QD. В чистом параболическом потенциале, обобщенная теорема Кона [40, 41]

предсказывает, что равномерное переменное электрическое поле возбуждает только движение центра масс с резонансной частотой  $\omega_p$ .

Таким образом,  $\omega_p \approx 19,8 \text{ см}^{-1}$  разумно объясняет наблюдаемую резонансную частоту  $\omega_0 = 16 \text{ см}^{-1}$ . (Расхождение может возникнуть из-за упрощенной модели, используемой для получения уравнения (1.13)) Предполагается, что ограничивающий потенциал QD почти параболический. Следовательно, наблюдаемый резонанс представляет собой QD, связанную с плазменными колебаниями мод Кона, резонансная частота которых не зависит от электрон-электронного взаимодействия [42].

Здесь может возникнуть следующий вопрос. В нашей QD возбуждается коллективное движение центра масс всех электронов, но результирующий сигнал переключения проводимости указывает на одночастичный переход уровня Ландау. Квантово-механически состояние коллективного движения, возбуждаемого поглощением одного фотона, может быть представлено суперпозицией состояний, включающих различные одночастичные возбуждения уровня Ландау: невозможно указать, какой конкретный электрон возбуждается на более высоком уровне Ландау. Однако, после возбуждения процесс неупругого рассеяния приведет QD в смешанное состояние, в котором один конкретный электрон (дырка) может быть идентифицирован на более высоком (нижнем) уровне Ландау. Ширина резонансной линии,  $\Delta\omega < 2,4 \text{ см}^{-1}$ , подразумевает, что время жизни возбужденного коллективного колебания составляет  $\tau > 2/\Delta\omega \approx 4,5 \text{ пс}$ , что, как предполагается, соответствует обсуждаемому здесь времени неупругого рассеяния. На заключительном этапе возбужденный электрон (дырка) отдает свою избыточную энергию решетке в масштабе времени в несколько наносекунд. Только на этой заключительной стадии в QD появляется электрическая поляризация.

Дополнительные эксперименты подтверждают, что нижняя ветвь возбуждения  $\omega^-$  в уравнении (1.12) не дает фотоотклика. Это происходит потому, что возбуждение нижней ветви не приводит к поляризации QD.

### 1.4.7 Время рекомбинации

Длительность выключения, или мертвое время счета, во временных зависимостях проводимости, показанных на рис. 1.10(a), определяется временем жизни рекомбинации  $\tau$ , возбужденной пары электрон/дырка в QD. Это время жизни является еще одним важным параметром счетчика фотонов. Гистограмма распределения продолжительности отключения выведена из временной диаграммы на рис. 1.18(a), взятой при  $T = 70$  мК и  $B = 3,67$  Тл показана на рис. 1.18(б). Данные хорошо описываются экспоненциальным затуханием,  $\exp(-t/\tau)$ , со временем жизни  $\tau \approx 0,18$  с.

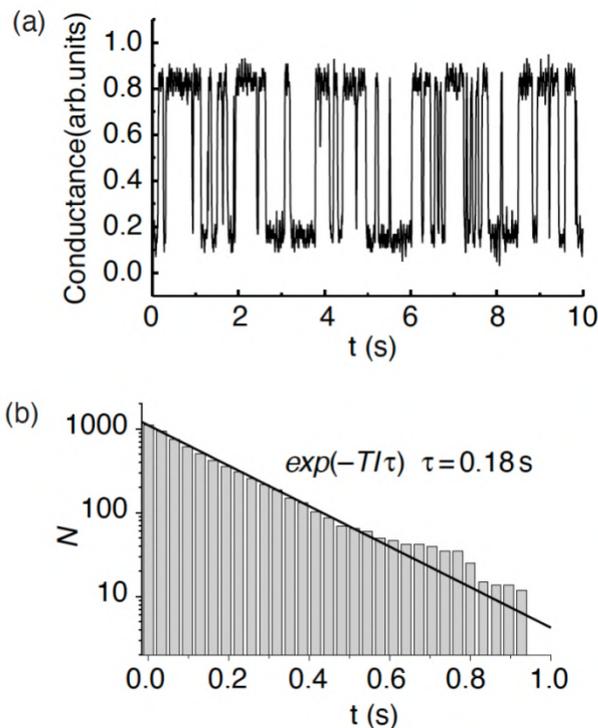


Рисунок 1.18 – (а) Типичная временная диаграмма при освещении FIR, снятая при  $T = 70$  мК и  $B = 3,67$  Тл. (б) Гистограмма времени рекомбинации переключения проводимости. Количество событий со временем восстановления, меньшим, чем время  $t$ .

Время жизни, изученное в различных магнитных полях, нанесено на график  $B$  с помощью нескольких циклов на рис. 1.19(a). Величины времени жизни  $\tau$ , охватывают широкий диапазон от 1 мс до 1000 с. Кроме того,  $\tau$  заметно увеличивается с магнитным полем до 1000 с при  $B \approx 4,0$  Тл. Выше  $B = 4,0$  Тл,  $\tau$

резко уменьшается, вплоть до 1 мс при  $B \approx 4,15$  Тл, при котором внутренний островок ( $LL2\uparrow$ ) должен исчезнуть в QD (рис. 1.8(б)). Цифры, отмеченные на соответствующих зубьях пилообразной кривой на рис. 1.19(а), указывают количество электронов на  $LL2\uparrow$ ,  $N_3$ .

Как показано на вставке рис. 1.19(а), каждый зубец пилообразной кривой графика  $\tau$  от  $B$  коррелирует с шагом серии I ( $N_3 \rightarrow N_2$ ) графика проводимости (раздел 4.4): с увеличением  $B$ ,  $\tau$  резко возрастает примерно на два порядка в каждой точке перехода ( $N_3 \rightarrow N_2$ ), где один электрон туннелирует из внутреннего ядра ( $LL2\uparrow$ ) к внутреннему кольцу ( $LL1\downarrow$ ) в основном состоянии:  $\tau$  плавно уменьшается с  $B$  до достижения следующей точки перехода ( $N_3 \rightarrow N_2$ ).

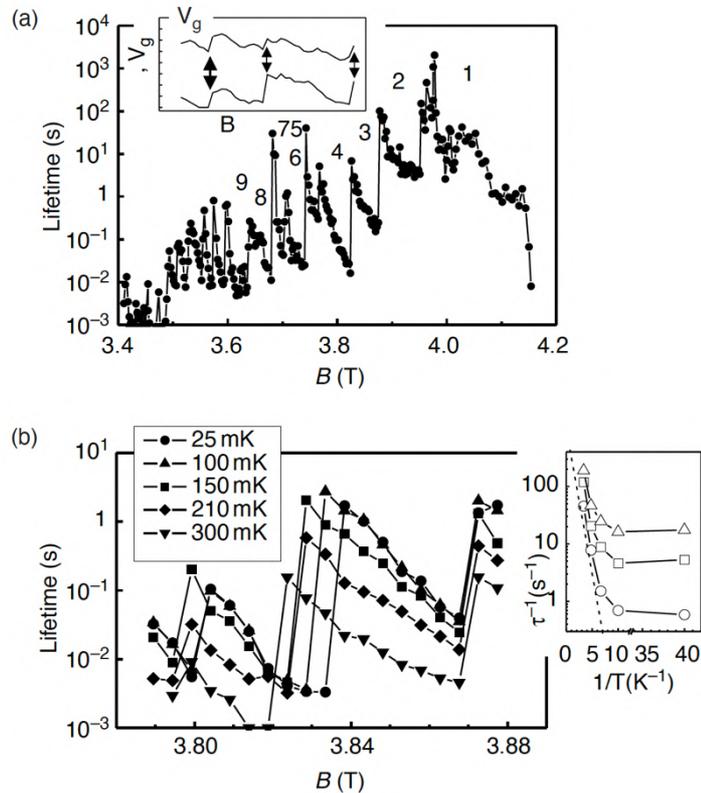


Рисунок 1.19 – (а) Время жизни  $\tau$  рекомбинации электронно-дырочной пары в QD как функция магнитного поля  $B$ . Вставка даёт сравнение  $\tau$  с положением пика проводимости в темноте. (б) Температурная зависимость  $\tau$ . На вставке показано значение  $\ln \tau^{-1}$  как функция  $1/T$ . Пунктирная прямая проведена в соответствии с  $\exp(E^*/kT)$  при  $E^* = 100$  мкэВ.

Значительная длина времени рекомбинации  $\tau$  является следствием подавления рассеяния из-за процесса рекомбинации с переворотом спина (спин-

флип), а также большого пространственного разделения между электроном и дыркой. С другой стороны, пилообразная структура  $\tau$  объясняется  $B$ -зависимостью энергии внутренней поляризации QD.

На рис. 1.19(b),  $\tau$  уменьшается почти на два порядка по мере увеличения  $T$  со 100 мК до 300 мК. Температурная зависимость вероятности рекомбинации описывается поведением активационного типа,  $\tau^{-1} \propto \exp(-E^*/kT)$  при  $E^* = 100$  мкэВ, как показано пунктирной линией на рис. 1.19(b), где  $\tau^{-1}$  показано на графике относительно  $T^{-1}$  для трех различных магнитных полей.

Избыточный электрон и дырка расположены во внутреннем ядре (LL2 $\uparrow$ ) и внутреннем кольце (LL1 $\downarrow$ ) QD (раздел 4.2). Отсюда следует, что при низких температурах рекомбинация пары электрон/дырка возможна только через процесс переворота спина, LL2 $\uparrow \rightarrow$  LL1 $\downarrow$  как отмечено черной пунктирной стрелкой  $\alpha$  на рис. 1.20(a). При высокой температуре, электроны (дырки) термически возбуждаются на уровень LL2 $\downarrow$  (LL1 $\downarrow$ ), благодаря активационному процессу  $\propto \exp(\mu_B B/kT)$ , где  $g\mu_B B$  – зеемановская энергия электронов в QD. С ростом заселённости LL1 $\downarrow$  и LL1 $\uparrow$ , процессы переходов с сохранением спина начинают доминировать, LL2 $\downarrow \rightarrow$  LL1 $\downarrow$  и LL2 $\uparrow \rightarrow$  LL1 $\uparrow$ , обозначенные  $\beta$  и  $\gamma$  на рис. 1.20(a). Предполагая, что  $g$ -фактор равен значению для электронов в объёме GaAs,  $g = -0,44$ ,  $g\mu_B B = 100$  мкэВ при  $B = 3,8$  Тл. Поведение вероятности рекомбинации активационного типа,  $\tau^{-1} \propto \exp(-E^*/kT)$  при  $E^* = 100$  мкэВ (рис. 1.19(b)), таким образом, указывает на то, что (i) процесс рекомбинации при низких температурах,  $T < 100$  мК, действительно, ограничен процессом переворота спина  $\alpha$ , и (ii) процессы сохранения спина,  $\beta$  и  $\gamma$ , доминируют в рекомбинации при  $T > 200$  мК, тогда как только несколько процентов электронов (дырок) термически возбуждаются в противоположных спиновых состояниях, LL2 $\downarrow$  (LL1 $\downarrow$ ). Последнее является доказательством того, что вероятность перехода процесса спин-флип  $\alpha$  намного меньше, чем у процессов  $\beta$  и  $\gamma$  с сохранением спина; а именно, вероятность сильно подавляется характером спин-флип. Это разумно, поскольку процесс переворота вращения требует наличия сверхтонкого взаимодействия с ядерными

спинами или спин-орбитального взаимодействия наряду со случайными потенциалами.

Процесс рекомбинации является процессом более высокого порядка, поскольку на него накладываются два дополнительных ограничения. Во-первых, должно быть задействовано электрон-фононное взаимодействие, поскольку должна высвободиться избыточная энергия  $\Delta E$ , запасенная в форме внутренней поляризации QD. Во-вторых, необходимо преодолеть большую разницу угловых моментов между начальным и конечным состояниями, что подразумевает необходимость случайных потенциалов, а также небольшого перекрывающегося интеграла от волновых функций начального/конечного состояний. Приблизительная форма вероятности рекомбинации в общем случае может быть записана как,

$$\tau^{-1} = A\Delta E^p \exp\left(-\frac{\Delta r^2}{4l_B^2}\right), \quad (1.14)$$

где  $A$  – константа, на которую влияет эффект подавления из-за спин-флип рассеяния, а также сила случайных потенциалов,  $p$  ( $> 0$ ) – степень  $\Delta E$ ,  $\Delta r$  – расстояние между внутренним сердечником и внутренним кольцом (рис. 1.20(a)) и  $l_B$  – магнитная длина. Член  $\Delta E^p$  возникает из-за рассеяния фононов [43], а последний член  $\exp(-\Delta r^2/4l_B^2)$  является коэффициентом подавления интеграла перекрытия волновых функций [44, 43]. В наших QD  $\Delta r/l_B$  находится диапазоне от 3 до 6, что приводит к сильному подавлению  $\exp(-\Delta r^2/4l_B^2) = 10^{-1} \sim 10^{-4}$ . Волновой вектор  $q$  получается из  $\Delta E = \hbar c_s q$ , где  $c_s \approx 5,2 \times 10^3$  м/с, примерно равно продольной скорости звука в GaAs. Поскольку  $\Delta E < e^2/C_{23} < 0,8$  мэВ, величина  $q$  недостаточна для удовлетворения условию передачи импульса,  $\Delta r/l_B^2$  в QD с  $\Delta r > 50$  нм при  $B \geq 3,4$  Тл (частное сообщение). Таким образом, энергия поглощается фононом, в то время как сохранение (углового момента) импульса ослабляется случайным рассеянием потенциала.

Уравнение (1.14) можно сравнить с экспериментальными данными, если  $\Delta r$  и  $\Delta E$  известны как функции  $B$ . Зависимость  $\Delta E$  от  $B$  выводится следующим образом. После однофотонного возбуждения большая часть поглощенной энергии фотонов быстро высвобождается в решетку в результате релаксации (рисунок 1.4), но энергия,  $\Delta E$ , сохраняется в форме внутренней поляризации. Пусть  $E(N_1, N_2, N_3)$  – электростатическая энергия QD с электронной конфигурацией  $(N_1, N_2, N_3)$ ,  $\Delta E$  выражается через  $\Delta E = E(N_1, N_2 - 1, N_3 + 1) - E(N_1, N_2, N_3)$ .

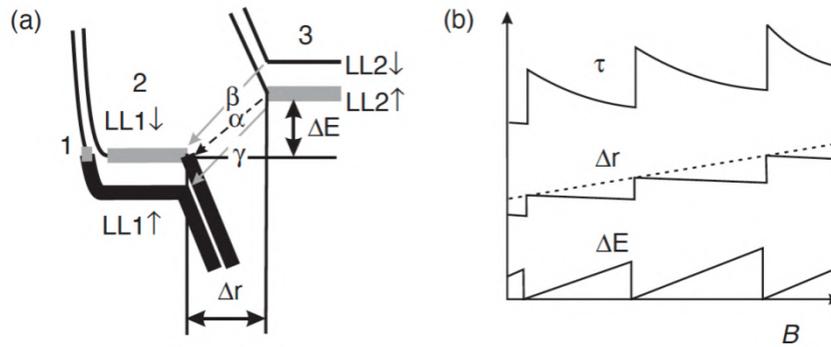


Рисунок 1.20 – (а) Профиль уровней Ландау в квантовой точке с возможными процессами рекомбинации:  $(\alpha)$   $LL2\uparrow \rightarrow LL1\downarrow$   $(\beta)$   $LL2\downarrow \rightarrow LL1\uparrow$ ,  $(\gamma)$   $LL2\uparrow \rightarrow LL1\downarrow$ . (б) Схематическое изображение трех различных физических величин в зависимости от магнитного поля:  $\Delta E$  – энергия внутренней поляризации, высвобождаемая в процессе рекомбинации,  $r$  – расстояние между внутренним островком и внутренним кольцом и  $\tau$  – время рекомбинации.

По мере увеличения  $B$ ,  $\Delta E$  линейно увеличивается. Когда  $B$  достигает точки перехода, в которой основное состояние меняется:  $(N_1, N_2, N_3) \rightarrow (N_1, N_2 + 1, N_3 - 1)$ ,  $\Delta E$  достигает значения  $e^2 / C_{23}$  и затем падает до нуля, как схематически изображено на правой панели рис. 1.20(б) [23]. В нашей QD  $\Delta E \approx \alpha (B - B_0)$  с  $\alpha \approx 10$  мэВ/Тл, где  $B_0$  – ближайшая точка перехода, меньшая, чем  $B$ . Мы знаем, что  $\Delta E \gg kT$ , за исключением непосредственной близости от точек перехода, где  $\Delta E$  должно быть заменено на  $kT$ .

В каждой точке перехода  $(N_1, N_2, N_3) \rightarrow (N_1, N_2 + 1, N_3 - 1)$  внутреннее ядро уменьшается, увеличивая  $\Delta r$  ступенчато, как показано на правой панели рис. 1.20(б). Между двумя смежными точками перехода размер как внутреннего колечка, так и внутреннего диска плавно уменьшается в соответствии с

возрастающим вырождением уровней Ландау,  $l_B^{-2} \sim B$ . Внешний диаметр внутреннего кольца и внутренний диаметр внутреннего кольца должны быть пропорциональны  $B^{-1} \sim l_B$ , сохраняя отношение  $\Delta r/l_B$  неизменным между двумя соседними точками перехода. Общее усредненное увеличение  $\Delta r/l_B$  в более широком диапазоне  $B$  теоретически получено М. Стопой (M. Stopa) (частное сообщение), который смоделировал изученную здесь QD, рассматривая энергию электростатического взаимодействия без эффекта квантования заряда: Гладкая пунктирная линия на рис. 1.21(a) показывает теоретические значения  $\Delta r/l_B$ . (Поскольку дискретность отдельных электронов игнорируется, увеличение  $\Delta r/l_B$  не является ступенчатым.)

Как описано выше, пилообразная зависимость  $\tau$  возникает главным образом из-за резкого падения  $\Delta E$  от  $e^2/C_{23}$  до нуля – энергии внутренней поляризации в точке перехода с последующим линейным увеличением. Амплитуда изменения  $\tau$  также дополнительно увеличивается за счет последовательного увеличения  $\Delta r$  в точке перехода. Точки экспериментальных данных  $\tau$  (рис. 1.19(a)) воспроизведены на рис. 1.21(b). Пунктирная линия на рисунке показывает теоретические значения уравнения (1.14),  $\tau^{-1} = AE^p \exp(-\Delta r_0^2/4l_{B0}^2)$  с  $A = 2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}\text{мЭВ}^{-1}$  и  $p = 1$ , где значения  $\Delta r_0/l_{B0}$  взяты из теоретической кривой (рис. 1.21 (a)) в каждой точке перехода. Выбранный параметр  $p = 1$  показан как приемлемый на вставке рис. 1.21(b), где значения  $\ln \tau^{-1}$  отображаются относительно  $\ln(B - B_0)$  для  $B$ -интервала  $N_3 = 3$  ( $B_0 = 3,82 \text{ Тл}$ ). Соответствие между теоретической кривой и экспериментальными данными хорошее.

В реальных QD,  $\Delta r$  не может плавно увеличиваться с  $B$ , но может колебаться из-за присутствия случайных потенциалов. Если предположить, что  $\Delta r/l_B$  варьируется вокруг теоретических значений, как показано черными точками на рис. 1.21(a), то получается еще лучшее соответствие, показанное сплошной линией на рис. 1.21(b).

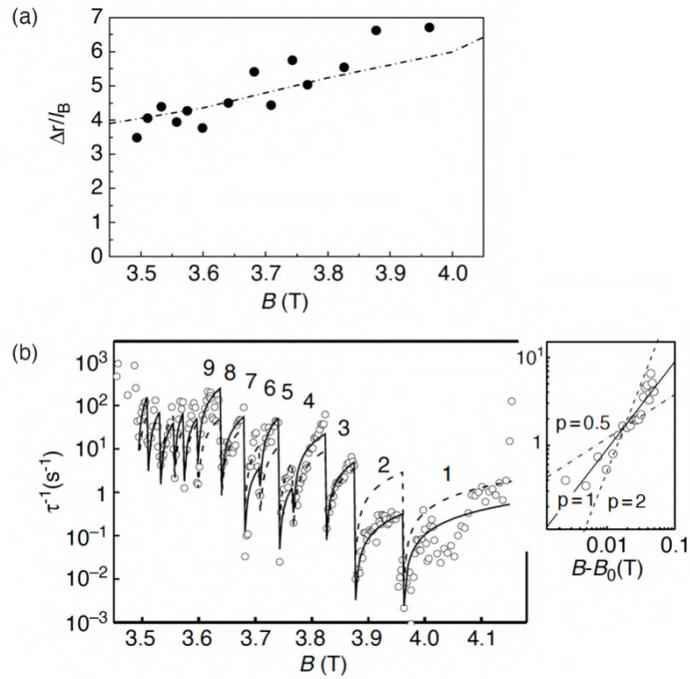


Рисунок 1.21 – (а) Увеличение  $\Delta r$  (рис. 1.20) с увеличением  $B$ : пунктирная линия представляет теоретически полученные значения М. Стопа (частное сообщение). Сплошными точками показаны значения, наилучшим образом соответствующие экспериментальным данным  $\tau^{-1}$ . (б) Экспериментальные значения  $\tau^{-1}$  (открытые точки) сравниваются со значениями, предсказанными уравнением (1.14): пунктирная линия получается при  $\Delta r(B)$ , показанном пунктирной линией на рис. (а), в то время как сплошная линия получается при  $\Delta r(B)$  обозначенном черными точками на рис. (а). На вставке показано значение  $\ln \tau^{-1}$  в сравнении с  $\ln(B-B_0)$  для интервала  $N_3 = 3$  ( $B_0 = 3,82$  Тл).

## 1.5 Детектирование фотонов в отсутствие магнитного поля

Детектор, описанный в разделе 4, требует использования сильных магнитных полей. Этот раздел посвящен однофотонному детектированию в отсутствие магнитных полей [27, 28].

### 1.5.1 Механизм детектирования

Детектор представляет собой одноэлектронный транзистор (SET), состоящий из двух параллельных QD, как схематически показано на рис. 1.22(a). Первая QD (D1) образует SET, через который передается туннельный ток. Рядом с D1 размещена вторая QD (D2), электростатически связанная с D1. D2 связана с падающим излучением субмиллиметровой волны (SMMW – Submillimeter Wave) плоской дипольной антенной. Как показано на рис. 1.22(b), если электрон в D2 приобретает избыточную энергию  $E^*$  за счет возбуждения SMMW, возбужденный электрон убегает в электронный резервуар через D1, так что число электронов,  $N_2$ , в D2 уменьшается на единицу ( $\Delta N_2 = -1$ ). Затем электрон быстро высвобождает свою избыточную энергию (посредством фононной эмиссии или электрон-электронного взаимодействия), релаксируя к уровню Ферми  $E_F$ . Потенциальные барьеры, в свою очередь, препятствуют возвращению “холодного” электрона в D2, тем самым реализуется большое время жизни  $\tau_l$  ионизированного состояния D2. Ионизация D2 ( $\Delta N_2 = -1$ ) уменьшает электрохимический потенциал D1 на  $\Delta\mu_1 \approx e^2 C_{12}/C_1 C_2$  ( $C_{12}$  – единичный заряд), как это непосредственно следует из уравнений (1.4b) и (1.5), где  $C_{12} \ll C_1$  и  $C_{12} \ll C_2$  выполняется в условиях эксперимента. Это приводит к сдвигу пика проводимости SET на  $\Delta\mu_1/E_{ch} \approx -C_{12}/C_2 = - (3 \sim 15)\%$  при развертке  $V_{G1}$  и приводит к изменению проводимости, как показано на рис. 1.22(c), где  $E_{ch} = e^2/C_1$  – зарядовая энергия D1.

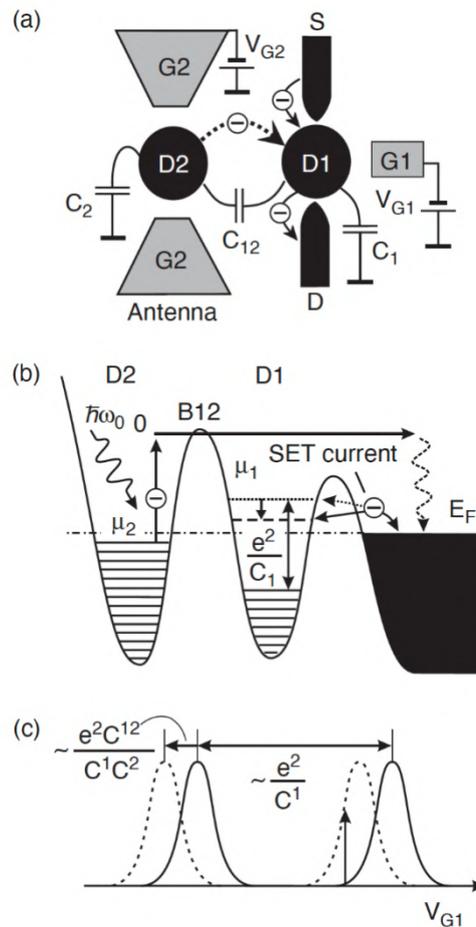


Рисунок 1.22 – (а) Схематическое изображение детектора фотонов SMMW, состоящего из параллельных двойных QD. (б) Ионизация D2 за счет поглощения фотонов SMMW. (в) Сдвиг пика проводимости, вызванный ионизацией.

### 1.5.2 Одноэлектронный транзистор на двойной квантовой точке

На рис. 1.23(a) показано устройство, изготовленное с помощью стандартной литографической техники на кристалле гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с подвижностью 190 м<sup>2</sup>/В с и плотностью носителей  $n_s = 0,9 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  при 4,2 К. Светлые точки указывают на металлические затворы, нанесенные на поверхности кристалла. Отрицательное смещение выдавливает 2DEG под затворами и образует D1, D2, источник (S), сток (D) и резервуар (R). Литографический размер каждой QD составляет  $0,5 \times 0,5 \text{ м}^2$ , что соответствует примерно 200 электронам в точке. Затвор G12 определяет потенциальный барьер B12 между D1 и D2. Управляющий затвор G2 контролирует не только электрохимический потенциал D2  $\mu_2$ , но также

определяет потенциальный барьер между D2 и левым резервуаром R. Металлические подводы G2 и G12 продолжают на 0,1 мкм в длину, образуя дипольную антенну для D2. Эксперименты проводились при 70 мК с использованием рефрижератора растворения  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ .

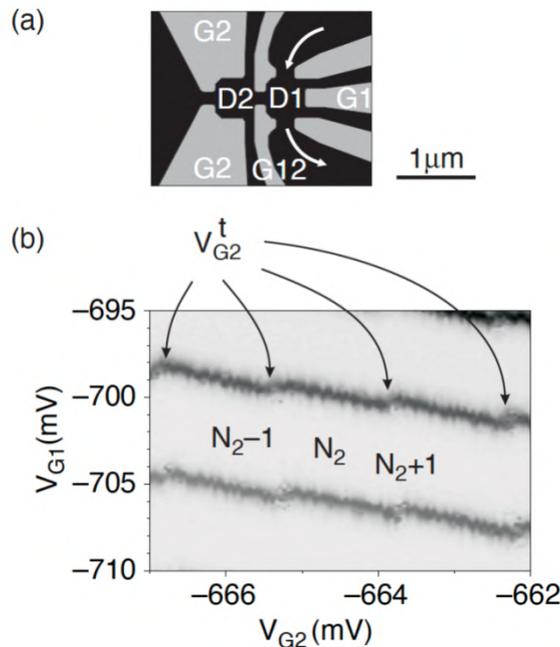


Рисунок 1.23 – (а) Детектор фотонов на двойной квантовой точке. (б) Положение пиков проводимости на плоскости  $V_{G1}$  и  $V_{G2}$ .

На рис. 1.23(b) показано положение пиков проводимости (темные полосы) без SMMW в зависимости от напряжений смещения  $V_{G1}$  на G1 и  $V_{G2}$  на G2, с фиксированным напряжением смещения на B12, где темные полосы указывают на резонансную проводимость. Поскольку  $V_{G1}$  увеличивается при фиксированном  $V_{G2}$ , резонанс проводимости периодически возникает в положениях, где  $\mu_1 = E_F$  (набор темных полос с интервалом, пропорциональным  $E_{ech} = e^2/C_1$ ). По мере увеличения  $V_{G2}$   $N_2$  увеличивается на единицу [29] в каждой точке перехода,  $V_{G2} = V_{G2}^t$ , где  $\mu_2 = E_F$ . Изменение  $\Delta N_2 = +1$  приводит  $\mu_1$  к сдвигу на  $+\Delta\mu_1/E_{ch} \approx +C_{12}/C_2 \approx 5\%$ . Следовательно, каждая темная полоса проводимости характеризуется небольшими периодическими скачками в положительном направлении  $V_{G1}$  в каждой точке перехода  $V_{G2}^t$  [29].

### 1.5.3 Детектирование фотонов

Наш образец (двойная квантовая точка) освещается излучателями SMMW на основе гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>, изготовленном в виде холловского мостика. Схема излучателя – детектора изображена на рис. 1.6(b). Частота излучения  $f = \omega_c/(2\pi)$  регулируется в диапазоне 0 – 1,5 ТГц магнитным полем соленоида источника ( $B_{emit} = 0$  Тл – 4,5 Тл). Если  $P_{em}$  – электрическая входная мощность, подаваемая на излучатель, мощность падающего излучения со спектральной полосой пропускания 5%, приходящаяся на площадь антенны (около 0,22 мм в диаметре), оценивается по порядку величины как  $(10^{-12} - 10^{-14}) \times P_{em}$  для  $f = \omega_c/(2\pi) \approx 500$  ГГц ( $\lambda \approx 0,6$  мм).

На рисунке 1.24(a) показано, как типичный пик проводимости (сплошная линия с левой стороны) зависит от освещения (с правой стороны). Пики получены при развертке  $V_{G1}$  с фиксированным значением  $V_{G2} = -590,5$  мВ. При освещении исходный пик проводимости демонстрирует переключения в сторону нового смещенного пика, обозначенного пунктирной линией в качестве ориентира. Переключение может быть идентифицировано как вызванное ионизацией D2 ( $N_2 \rightarrow N_2 - 1$ ) по положению пика проводимости, как показано на рис. 1.23(b) [27].

Когда  $V_{G1}$  зафиксирован, сигнал счетчика фотонов проявляется в виде телеграфных переключений проводимости, как показано на рис. 1.24(b) для двух уровней интенсивности возбуждения при  $V_{G1} = -466,3$  мВ (положение, отмеченное стрелкой на рис. 1.24(a)). Никаких переключений не видно без SMMW-излучения в течение пяти секунд: в этих условиях скорость "темновых переключений" оказывается всего лишь  $0,01$  с<sup>-1</sup>, в то время как время жизни рекомбинации возбужденных электронно-дырочных пар составляет  $\tau_L \approx 80$  мс.

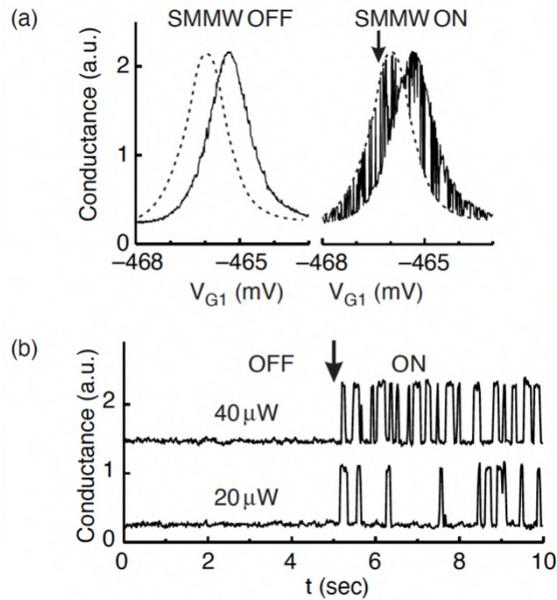


Рисунок 1.24 – (а) Пик проводимости, полученный без освещения (левая боковая панель) и при освещении (правая боковая панель) с частотой излучения  $f \approx 500$  ГГц и  $P_{em} = 40$  мкВт. Пунктирная и сплошная линии представляют состояния  $N_2-1$  и  $N_2$  электронов, соответственно, между которыми происходит переключение при приближении к  $V_{G2} = V_{G2}^!$ . (б) Временные зависимости проводимости для  $P_{em} = 20$  и  $40$  мкВт, как при  $V_{G1} = -466,3$  мВ, так и при  $V_{G2} = -590,5$  мВ. Стрелкой отмечен момент включения подсветки.

Количество фотонов изучалось как функция частоты  $f$  падающего излучения путем изменения  $V_{emit}$ , прикладываемого к излучателю. Количество фотонов демонстрирует четкую резонансную структуру, как показано на рис. 1.25. Частота резонансного пика,  $f_0 \approx 500$  ГГц ( $\lambda \approx 0,6$  мм), почти не зависит от условия смещения затвора и это может быть интерпретировано как коллективное колебание электронов в параболическом ограничивающем потенциале, [27, 25], известном как плазменный резонанс в режиме Кона [37]. Полная ширина на полумаксимуме (FWHM) полученной резонансной линии составляет  $\Delta f \approx 180$  ГГц, что означает, что коллективные плазменные осцилляции преобразуются в одноэлектронное возбуждение за время  $\tau = 1/(\pi \Delta f) \approx 1,8$  пс.

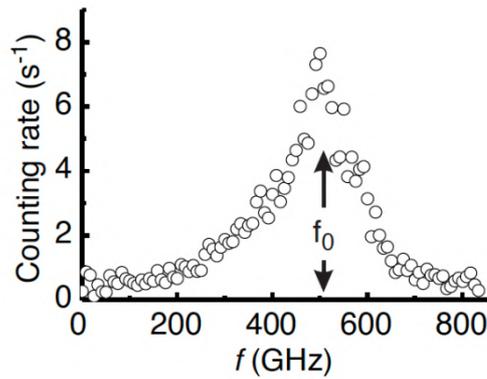


Рисунок 1.25 – Спектр возбуждения, померенный в режиме счета фотонов.

Данные на рис. 1.24 и 1.25 взяты при  $V_{G2} = -590,5$  мВ. Это далеко от точки перехода,  $V_{G2}^{\dagger} = -591,05$ .  $V_{G2}^{\dagger} = -591,05$  мВ, при которой  $\mu_2 = E_F$ . Поэтому скорость темновых переключений низкая. По мере приближения к точке перехода скорость темновых переключений существенно возрастает. Характеристики детектирования в зависимости от  $V_{G2}$  показаны на рис. 1.26. Скорость темновых переключений  $W_{DS}$ , построена на графике относительно  $V_{G2}$  и сравнивается со скоростью переключения  $W_{IL}$  при освещении с двумя разными уровнями интенсивности излучения на рис. 1.26(a). Время рекомбинации  $\tau_L$  показано на графике как функция  $V_{G2}$  на рис. 1.26(b). Фотоотклик  $W_{IL} - W_{DS}$  проявляется только на  $V_{G2}$  с более высокими по сравнению  $V_{G2}^{\dagger}$  значениями ( $\mu_2 < E_F$ ), где отклик,  $W_{IL} - W_{DS}$ , почти константа вплоть до  $V_{G2} \approx -590,4$  мВ. Эта характеристика объясняется зависимостью  $V_{G2}$  от  $\tau_L$  (рис. 1.26(b)). Поведение  $\tau_L$  по отношению к  $V_{G2}$  можно объяснить, рассмотрев разность энергий D2 между состоянием с  $N_2-1$  электронами и состоянием с  $N_2$  электронами,  $\Delta E = E_{N_2-1} - E_{N_2} = \alpha e (V_{G2} - V_{G2}^{\dagger})$ , где  $\alpha = EC_2 / e\Delta V_{G2} \approx 0,11$  выведена из экспериментальных данных [25]. Аналогично для  $V$ -зависимости  $\Delta E$  (рис. 1.20(b)):  $\Delta E$  падает до нуля при  $V_{G2} = V_{G2}^{\dagger}$  и линейно увеличивается при  $V_{G2} > V_{G2}^{\dagger}$ . Соответственно, время рекомбинации,  $\tau_L$ , ступенчато увеличивается при  $V_{G2}^{\dagger}$  и плавно уменьшается с увеличением  $V_{G2} > V_{G2}^{\dagger}$ , пока не будет достигнута следующая точка перехода.

Важно прояснить физическое происхождение темновых переключений, поскольку  $W_{DS}$  является ключевым параметром детекторов фотонов. В состоянии

теплового равновесия вероятность  $P_{N_2-1}$  нахождения D2 в состоянии  $N_2-1$  электронов должна изменяться с  $V_{G2}$ , поскольку

$$P_{N_2-1}(V_{G2}) = \left[ 1 + \exp \left\{ \frac{\alpha e (V_{G2} - V_{G2}^t)}{kT} \right\} \right]^{-1}. \quad (1.15)$$

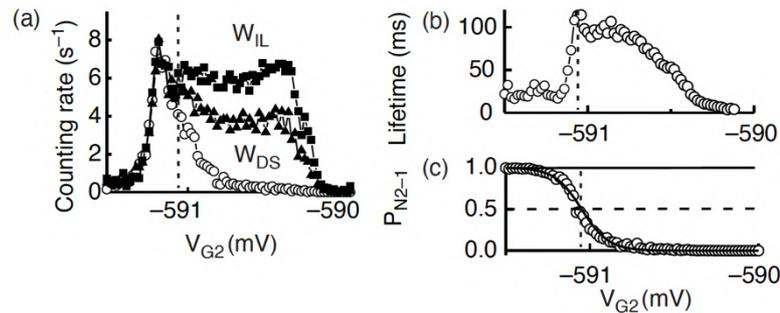


Рисунок 1.26 – Характеристики детектора в зависимости от  $V_{G2}$ . Положение  $V_{G2}^t = -591,05$  мВ обозначено вертикальной пунктирной линией на каждом рисунке. (а) Скорость переключения проводимости перехода  $N_2 \leftrightarrow N_2 - 1$ :  $W_{DS}$  (белые кружки), без освещения:  $W_{IL}$  (черные треугольники и черные квадраты), при освещении  $P_{em} = 40$  и  $80$  мкВт. (б) Время жизни ионизированного состояния, которое представляет собой состояние с  $N_2$  электронами для  $V_{G2} < V_{G2}^t$  и состояние с  $N_2-1$  электронами для  $V_{G2}^t < V_{G2}$ . (с) Вероятность,  $P_{N_2-1}$ , нахождения D2 в состоянии с  $N_2 - 1$  электронами в темноте: точки экспериментальных данных (белые кружки) и теоретические значения (сплошная линия: уравнение (1.15) при  $T = 95$  мК).

В экспериментах  $P_{N_2-1}$  при заданном значении  $V_{G2}$  может быть получено из временной зависимости проводимости в темноте, демонстрирующего темновые телеграфные переключения. Белые кружки на рис. 1.26(с) представляют экспериментально полученные значения  $P_{N_2-1}(V_{G2})$ , которые находятся в отличном согласии с теоретическими значениями (сплошная линия), проведенными в соответствии с уравнением (1.22) при  $T \approx 95$  мК. Температура  $T \approx 95$  мК, полученная с помощью процедуры подгонки кривой температурной зависимости, близка к эффективной электронной температуре  $T \approx 70$  мК, определяемой формой линии пика кулоновской проводимости. Темновые переключения, таким образом,

связаны с термической ионизацией D2. Следовательно, наилучшие характеристики детектора достигаются, когда детектор работает при наибольшем значении  $V_{G2}$ , что дает пренебрежимо малую скорость темновых переключений при достаточно длинном  $\tau_L$ .

## 1.6 Эффективность детектора

Одним из важных параметров счетчиков фотонов является квантовая эффективность  $\eta$ , которая представляет собой отношение задетектированных фотонов к общему количеству падающих фотонов. Квантовая эффективность наряду со скоростью переключения в темноте,  $W_{Ds}$ , определяет эффективную чувствительность детекторов фотонов.

В обеих схемах детекторов (разделы 1.4 и 1.5) падающее излучение FIR/SMMW связывается с маленькими QD через плоскую дипольную антенну-бабочку, образованную металлическими затворами. В описанных экспериментах, антенну размещают поверх кристалла GaAs/ $Al_xGa_{1-x}$  в виде гетероструктуры (диэлектрическая проницаемость:  $\epsilon = 12$ ), и излучение вводится с передней поверхности кристалла. Когда излучение падает из вакуума на диэлектрическую среду с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon \gg 1$ , как в настоящих экспериментах, большая часть мощности излучения отражается: отношение мощности отраженной части к проникающей части составляет  $\epsilon^{3/2}$ , что составляет  $\epsilon^{3/2} \approx 40$  для  $\epsilon = 12$ . Таким образом, схема измерения настоящих детекторов не является оптимальной и ограничивает квантовую эффективность до  $\eta < 2\%$ , хотя существенное улучшение может быть достигнуто относительно просто.

Другим фактором, определяющим квантовую эффективность, является согласование импеданса антенны с QD:  $1 - [(Z_a - Z_{QD}) / (Z_a + Z_{QD})]^2$ , где  $Z_a$  and  $Z_{QD}$  и являются, соответственно, импедансами антенны и QD. Полное сопротивление QD

$Z_{\text{QD}}$  в резонансе с падающим излучением является чисто реальным, мнимая часть равна нулю.  $Z_{\text{QD}}$  в экспериментах, описанных в этой главе, приблизительно оценивается как  $Z_{\text{QD}} = 1/(e\mu n_s) \approx 30$  Ом, где  $\mu$  и  $n_s$  – соответственно подвижность и плотность носителей 2DEG. Поскольку  $Z_a \approx 100$  Ом ожидается, что согласование  $1 - [(Z_a - Z_{\text{QD}}) / (Z_a + Z_{\text{QD}})]^2 \approx 0,7$ . Общая квантовая эффективность оценивается по порядку величины как  $\eta = 1\%$ , даже в существующих неоптимизированных схемах.

Если  $\eta$  и  $W_{\text{DS}}$  известны, то можно посчитать эффективную чувствительность в терминах эквивалентной мощности шума (NEP). Предположим, что излучение мощностью  $P$  с энергией фотона  $h\nu$  падает на детектор фотонов. Детектор улавливает  $N$  фотонов за время  $T$ , в дополнение к импульсам темновых переключений со скоростью  $\Gamma_n$ . Будем считать, что детектор обнаруживает отдельные фотоны в момент времени  $t_k$ , выдавая серию скачков тока, в виде дельта-функции, записанных в виде

$$i(t) = q_0 \sum_{k=1}^{\infty} \delta(t - t_k). \quad (1.16)$$

Количество фотонов  $N$  получается интегрированием сигнала по времени  $T$

$$N = \int_0^T \frac{i(t)}{q_0} dt = \int_0^T \sum_{k=1}^{\infty} \delta(t - t_k) dt. \quad (1.17)$$

Для вычисления эквивалентной шумовой мощности (NEP – Noise Equivalent Power) следует рассматривать режим определения мощности, при котором ток пропускается через полосовой фильтр с шириной полосы  $\Delta f$  намного уже, чем средняя скорость переключения  $\Gamma = \eta P/h\nu$ .  $i(t)$  теперь усредняется по времени и дает

$$I(t) = q_0 \Gamma f = q_0 n P(t) / h\nu. \quad (1.18)$$

Этот ток может быть задетектирован, если он превышает дробовой шум или ток темновых переключений, который записывается как

$$i_n = q_0 \sqrt{2\Gamma_n \Delta f}. \quad (1.19)$$

Уравнение (1.19) выводится, учитывая, что темновой ток переключений  $i_n(t)$  записывается в форме, аналогичной уравнению (1.16), и что спектральная плотность квадратичного отклонения тока  $\langle i_n^2 \rangle - \langle i_n \rangle^2$  равна  $2q_0\Gamma_n$ . Минимальная детектируемая мощность  $P_{min}$  может быть найдена с помощью равенства  $I_{min}(t) = i_n(t)$ , что дает конечный результат

$$NEP = \frac{P_{min}}{\sqrt{\Delta f}} = \frac{h\nu\sqrt{2\Gamma}}{\eta}. \quad (1.20)$$

Уравнение (1.20) предполагает NEP порядка  $10^{-21} - 10^{-20}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> для детектора ЦР в диапазоне FIR (раздел 4), где  $W_{DS} = \Gamma_n = 0,001$  с<sup>-1</sup> при  $B = 4,0$  Тл,  $\eta \approx 0,01$  и  $h\nu \approx 6$  мэВ. Аналогичная чувствительность ( $10^{-21} - 10^{-20}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>) предполагается также для детектора с двойной QD (раздел 5), где  $\Gamma_n \approx 0,01$  с<sup>-1</sup> и  $\eta \approx 0,01$  при  $h\nu \approx 2$  МэВ. Эти значения NEP существенно лучше, чем лучшие значения обычных детекторов, доступных в области FIR / SMMW ( $10^{-18} - 10^{-19}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>) [45]. Параметры  $\eta$  и NEP наших детекторов могут быть значительно улучшены путем размещения небольшой полупроводниковой полусферической линзы на поверхности кристалла.

## 1.7 Выводы к главе 1

1. Одноэлектронные транзисторы (SET) на двумерном электронном газе в гетероструктурах – мощный инструмент для изучения свойств квантовых точек. Используя свойства SET как сверхчувствительного электрометра, мы исследовали свойства и внутреннюю структуру квантовых точек с числом электронов в несколько сотен в сильном магнитном поле и в нулевом магнитном поле. На основе таких структур были созданы детекторы одиночных фотонов, в которых использовался механизм одноэлектронной поляризации за счёт поглощения фотона. Были исследованы две схемы однофотонного детектирования в диапазонах FIR и SMMW, основанные на разных принципах поглощения и поляризации.

2. В детекторе первого типа, используется полупроводниковая квантовая точка в сильном магнитном поле. В больших магнитных полях ( $2 < \nu < 3$ ), различные области LL образуют внутреннее ядро (LL2 $\uparrow$ ), внутреннее кольцо (LL1 $\downarrow$ ) и внешнее кольцо (LL1 $\uparrow$ ). Эти области эквивалентны электрически изолированным металлическим областям, которые образуют емкостную цепь. Поглощение FIR-фотона через циклотронный резонанс, связанный с плазмой, в диапазоне длин волн  $\lambda = 0,17 - 0,20$  мм приводит к появлению одного дополнительного электрона к внутреннему ядру (LL2 $\uparrow$ ) и исчезновению электрона из внутреннего кольца (LL1 $\downarrow$ ). Индуцированный FIR перенос электронов вызывает внутреннюю поляризацию QD, которая включает или выключает резонансную проводимость через QD. Время жизни внутренней поляризации достаточно велико для того, чтобы каждое событие поглощения обнаруживать индивидуально в виде отдельного переключателя проводимости, реализующего детектирование одного FIR-фотона. Время жизни увеличивается с уменьшением размера области ядра в QD, достигая 20 минут, когда в области ядра остается всего несколько электронов.

В детекторах этого типа спектральная полоса настраивается магнитным полем, но диапазон настройки не очень велик, потому что магнитное поле должно находиться в области недалеко от  $\nu = 2$  ( $2 < \nu < 3$ ). На практике, однако, диапазон

длин волн может быть расширен за счет использования электронного газа с различными значениями плотности электронов. Требуемая область магнитного поля,  $2 < \nu < 3$ , может быть сдвинута за счет изменения плотности электронов. Более того, электронной плотностью можно управлять с помощью дополнительного затвора, так что одно устройство сможет охватывать более широкую спектральную область.

3. Разработан счетчик фотонов, работающий в микроволновом диапазоне на частотах  $f = 600 \pm 120$  ГГц. Детектор использует одноэлектронный транзистор (SET), образованный двумя емкостным образом связанными параллельными квантовыми точками. Барьер, разделяющий двойные QD, позволяет возбужденному электрону быстро убежать из одной QD в другую, но эффект кулоновской блокады препятствует процессу рекомбинации. Возникающая в результате долгоживущая фотоиндуцированная ионизация QD детектируется как изменение тока SET.

Схема детектирования фотонов второго типа предоставляет нам широкий спектр конструктивных возможностей для будущих разработок. Например, может быть сконструировано полностью кремниевое устройство. Металлический переход, установленный поверх полупроводниковой QD, может обеспечить лучшую эффективность счета фотонов. Диапазон длин волн может быть в значительной степени расширен за счет использования квантовых уровней в QD различных размеров.

## 2 Сверхпроводниковые квантовые системы

Физика сверхпроводниковых наноструктур активно развивается с начала 90-х. В 1999-м году дополнительный импульс этому направлению был дан после демонстрации возможности когерентного контроля двухуровневой системы на основе сверхпроводникового квантового устройства, которая была осуществлена с использованием зарядового кубита [17]. В дальнейшем были разработаны различные схемы сверхпроводниковых квантовых систем и их применение в квантовой оптике. В этой главе мы рассматриваем несколько важных пионерских работ с такими системами: первую демонстрацию когерентного контроля двух взаимодействующих кубитов, демонстрацию CNOT-вентилей, демонстрацию однократного считывания зарядового кубита, исследование фундаментальных механизмов декогеренции, а также разработку новых кубитов. В этой же главе проведён систематический анализ различных режимов потоковых кубитов.

### 2.1 Первая демонстрация когерентного взаимодействия двух связанных кубитов на чипе. Вентиль CNOT

Практический квантовый компьютер [46], если он будет создан, будет состоять из набора соединенных двухуровневых квантовых систем (кубитов). Среди разнообразия реализованных кубитов [47] твердотельные кубиты представляют особый интерес из-за их потенциальной пригодности для интегрированных устройств. Различные кубиты, основанные на джозефсоновских [48, 49] были реализованы [17, 50, 51, 52]; они используют когерентность туннелирования куперовских пар в сверхпроводящем состоянии [17, 50, 51, 52, 53,

54] Многокубитные элементы – важнейший элемент для создания настоящего квантового компьютера. Мы демонстрируем джозефсоновскую схему, состоящую из двух связанных зарядовых кубитов. Используя импульсную технику, мы манипулируем квантовыми состояниями и наблюдаем квантовые осцилляции, спектр которых содержит информацию о взаимодействии между кубитами. Наши результаты демонстрируют осуществимость связи нескольких твердотельных кубитов и указывают на существование запутанных двухкубитовых состояний.

Представлена одна из физических реализаций твердотельного островка (бокса) с куперовской парой [55]. Два зарядовых состояния островка, скажем,  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ , отличающиеся на одну куперовскую пару, могут находиться в когерентном состоянии суперпозиции за счет джозефсоновского взаимодействия, что было подтверждено экспериментально [56, 8]. Квантовая манипуляция состояниями такой системы может быть осуществлена с помощью неадиабатического импульса, а считывание может быть выполнено с помощью правильно смещенного электрода-зонда [17]. Следующий шаг на пути к реализации интергазии квантовых логических элементов – демонстрация их взаимодействия.

Два зарядовых кубита нашей схемы электростатически связаны между собой с помощью конденсатора на кристалле (рис. 2.1). Правый кубит имеет СКВИД (сверхпроводящее квантовое интерференционное устройство) геометрию, позволяющую управлять джозефсоновской связью с его резервуаром. Кубиты управляются одним импульсным затвором. По постоянному же напряжению кубиты смещаются индивидуальными электродами. Импульсный электрод имеет номинально одинаковую связь с каждым островком (кубитом). Расчетная емкость островка относительно земли составляет 1 аФ. Параметры (определения см. в тексте), полученные из измерений постоянного тока являются:  $C_{J1} = 620$  аФ,  $C_{J2} = 460$  аФ,  $C_{b1} = 41$  аФ,  $C_{b2} = 50$  аФ,  $C_{g1} = 0,60$  аФ,  $C_{g2} = 0,61$  аФ,  $C_p \approx 1$  аФ и  $C_m = 34$  аФ, и соответствующие энергии  $E_{c1} = 484$  мэВ (117 ГГц в единицах частоты),  $E_{c2} = 628$  мэВ (152 ГГц) и  $E_m = 65$  мэВ (15,7 ГГц). Энергии джозефсоновской связи,  $E_{J1} = 55$  мэВ (13,4 ГГц) и  $E_{J2} = 38$  мэВ (9,1 ГГц), были

определены из измерений одиночных кубитов, описанных в тексте. Туннельное сопротивление зондового перехода равно 31,6 Мом (слева) и 34.5 Мом (справа). Сверхпроводящая энергетическая щель составляет 210 мэВ. Черные полосы обозначают ячейки с куперовскими парами. Вертикальные прямоугольники, содержащие одну линию, представляют туннельные переходы без джозефсоновской связи; горизонтальные прямоугольники с крестиками представляют джозефсоновские туннельные переходы.

Гамильтониан системы в двухкубитном зарядовом базисе  $|00\rangle$ ,  $|10\rangle$ ,  $|01\rangle$  и  $|11\rangle$  имеет вид:

$$H = \sum_{n_1=0}^1 \sum_{n_2=0}^1 E_{n_1 n_2} |n_1, n_2\rangle \langle n_1, n_2| - \frac{E_{J1}}{2} \sum_{n_2=0}^1 (|0\rangle \langle 1| + |1\rangle \langle 0|) \otimes |n_2\rangle \langle n_2| - \frac{E_{J2}}{2} \sum_{n_1=0}^1 |n_1\rangle \langle n_1| \otimes (|0\rangle \langle 1| + |1\rangle \langle 0|), \quad (2.1)$$

где  $E_{n_1 n_2} = E_{c1} (n_{g1} - n_1)^2 + E_{c2} (n_{g2} - n_2)^2 + E_m (n_{g1} - n_1) \times (n_{g2} - n_2)^2$  – полная электростатическая энергия системы ( $n_1, n_2 = 0, 1$  – число избыточных куперовских пар в первом и втором островах),  $E_{J1}$  ( $E_{J2}$ ) – энергия джозефсоновской связи первого (второго) острова и резервуара,  $E_{c1} = 4e^2 C_{\Sigma 1,2} / 2(C_{\Sigma 1} C_{\Sigma 2} - C_m^2)$  – эффективные энергии зарядовые энергии, а  $e$  – заряд электрона,  $C_{\Sigma 1,2}$  – сумма всех емкостей, подключенных к соответствующему островку, включая емкость связи  $C_m$  и  $n_{g1,2} = C_{g1,2} V_{g1,2} + C_p V_p / 2e$  – нормированные заряды, наведённые на соответствующем кубите электродами постоянного напряжения и импульсного затвора. Энергия связи  $E_m$  зависит не только от  $C_m$ , но также и от общей емкости островков:  $E_m = 4e^2 C_m / (C_{\Sigma 1} C_{\Sigma 2} - C_m^2)$ .

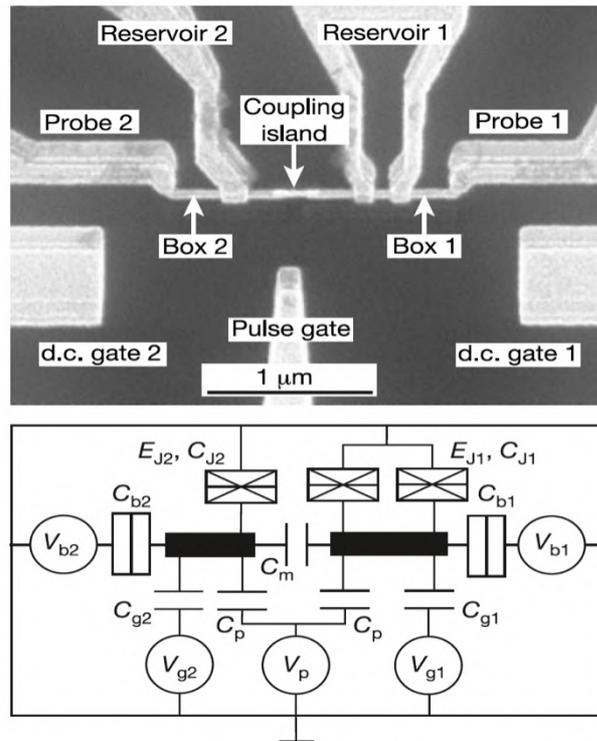


Рисунок 2.1 – Два емкостно связанных зарядовых кубита. (а) Сканирующая электронная микрофотография образца. Кубиты были изготовлены методом электронно-лучевой литографии и трехугольного испарения Al (светлые области) на изолирующем слое SiN<sub>x</sub> (темные) (см. испарения Al (светлые области) на изолирующем слое SiN<sub>x</sub> (темные) (см. ссылку [17])). Два кубита соединены дополнительным островком связи, перекрывающим оба бокса (острова) куперовских пар. Хотя связывающий островок имеет конечное туннельное сопротивление (10 МОм) к островам, мы рассматриваем связь как чисто емкостную (представленную одним конденсатором в эквивалентной схеме), поскольку все процессы туннелирования в режиме квантовых манипуляций полностью блокированы. (б) Эквивалентная схема устройства.

Напряжениями на электродах контролируются диагональные элементы гамильтониана уравнения (2.1). Схема была изготовлена таким образом, чтобы иметь следующее соотношение между характеристиками энергиями:  $E_{J1,2} \approx E_m < E_{c1,2}$ . Это обеспечивает когерентную суперпозицию четырех зарядовых состояний  $|00\rangle$ ,  $|10\rangle$ ,  $|01\rangle$  и  $|11\rangle$  вблизи  $n_{g1}, n_{g2} = 0:5$ , в то время как другие зарядовые состояния разделены большими энергиями. Вышеприведенное условие оправдывает использование четырехуровневого приближения для описания системы. В наших обозначениях  $|n_1 n_2\rangle$  зарядовых состояний, используемых в

тексте,  $n_1$  и  $n_2$  обозначают число избыточных куперовских пар в первом и втором кубитах, соответственно.

В отсутствие джозефсоновской связи диаграмма заряда основного состояния  $(n_1, n_2)$  ([57]; рис. 2.2(a)) состоит из шестиугольных ячеек, границы которых ограничивают два соседних зарядовых состояния с вырожденными электростатическими энергиями. Например, точки **R** и **L** на рис. 2.2(a) соответствуют вырождению между состояниями  $|00\rangle$ , и  $|10\rangle$ , и состояниями  $|00\rangle$ , и  $|01\rangle$ , отличающимися на одну куперовскую пару в первом и втором островках соответственно. Если мы выберем d.c. электрод и заряды  $n_{g1}$  и  $n_{g2}$  вдали от границ, но в пределах ячейки  $(0,0)$ , то из-за больших электростатических энергий мы можем предположить, что система остается в основном состоянии  $|00\rangle$ . Поскольку импульсный электрод имеет одинаковую связь к каждому кубиту, импульс сдвигает состояние системы на этой диаграмме вдоль линии, наклоненной под углом  $45^\circ$ , указанной стрелками на рис. 2.2(a). Зарядовая диаграмма остается справедливой для малой джозефсоновской энергии за исключением границ, где зарядовые состояния находятся в суперпозиции. Кубиты ведут себя независимо, когда мы переводим их к положению **R** или **L**. Они осциллируют между с частотой  $\omega_{1,2} = E_{J1,2}/\hbar$ . Мы определяем джозефсоновскую энергию кубитов, прикладывая последовательность импульсов и измеряя осцилляции токов. Взаимная связь через  $C_m$  практически не влияет на точность определения  $\omega_{1,2} = E_{J1,2}/\hbar$ .

В точке "ко-резонанса" **X** ( $n_{g1} = n_{g2} = 0,5$ ), система имеет двойное вырождение,  $E_{00} = E_{11}, E_{10} = E_{01}$  и динамика квантовой эволюции становится более сложной и отражает связь между кубитами. Сечение энергетических уровней через точку **X** показано на рис. 2.2(b). Именно в момент корезонанса все четыре зарядовых состояния смешиваются, и состояние системы можно выразить в общем виде как

$$|\psi(t)\rangle = c_1|00\rangle + c_2|10\rangle + c_3|01\rangle + c_4|11\rangle \quad (2.2)$$

где  $|c_{ij}|$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) – зависят от времени амплитуды вероятности, подчиняющиеся условию нормировки  $\sum_{j=1}^4 |c_j|^2 = 1$ . Используя гамильтониан уравнения (2.1) и начальные условия, мы можем рассчитать вероятности  $|c_{ij}|^2$  каждого зарядового состояния. Однако в нашей схеме считывания мы измеряем ток зонда  $I_{1,2}$ , пропорциональный вероятности  $p_{1,2}(1)$  того, что на каждом кубите есть куперовская пара, независимо от состояния другого кубита; то есть  $I_1 \propto p_1(1) \equiv |c_2|^2 + |c_4|^2$  и  $I_2 \propto p_2(1) \equiv |c_3|^2 + |c_4|^2$ : Предполагая, что начальное состояние при  $t = 0$  равно  $|00\rangle$ , мы можем вывести временную эволюцию этих вероятностей для идеальной прямоугольной формы импульса длиной  $\Delta t$ :

$$p_{1,2}(1) = \frac{1}{4} [2 - (1 - \chi_{1,2}) \cos[(\Omega + \varepsilon)\Delta t] - (1 + \chi_{1,2}) \cos[(\Omega - \varepsilon)\Delta t]], \quad (2.3)$$

где

$$\chi_{1,2} = \frac{E_{J2,1}^2 - E_{J1,2}^2 - \frac{E_m^2}{4}}{4\hbar^2\Omega\varepsilon}$$

и

$$\Omega = \frac{\sqrt{(E_{J1} + E_{J2})^2 + \left(\frac{E_m}{2}\right)^2}}{2\hbar}.$$

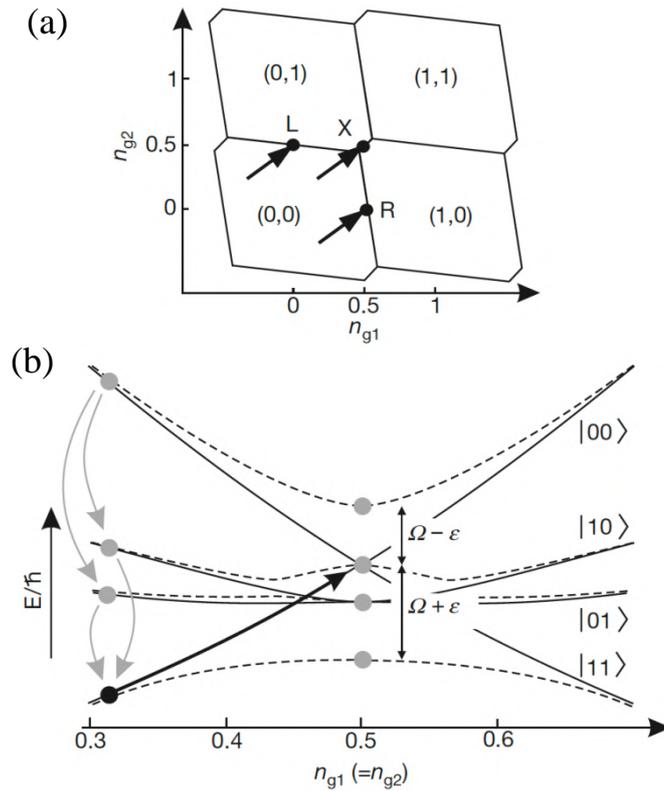


Рисунок 2.2 – Импульсная манипуляция системой. (а) Зарядовая диаграмма основного состояния связанных кубитов как функция наведённых нормированных зарядов затворов  $n_{g1}$  и  $n_{g2}$ . Число куперовских пар  $n_1$  и  $n_2$  в соседних ячейках отличается на единицу.

Электростатические энергии  $E_{n_1 n_2}$  вырождены на границах. Точки **R** и **L** соответствуют энергетическому вырождению в первом и втором кубитах, соответственно. Точка **X** является дважды вырожденной:  $E_{00} \cdot E_{11}$  и  $E_{10} \cdot E_{01}$ : Стрелки показывают, как импульсы смещают систему в эксперименте. (б) Энергетическая диаграмма системы вдоль линии  $n_{g1} \cdot n_{g2}$ :

Сплошные линии – электростатические энергии зарядовых состояний  $|00\rangle$ ,  $|10\rangle$ ,  $|01\rangle$  и  $|11\rangle$ .

Пунктирные линии – собственные энергии уравнения гамильтониана (2.1). Вдали от резонанса (точка **X** в (а)) система остается в состоянии  $|00\rangle$ . После того, как импульс приводит систему в резонанс (сплошная стрелка), система начинает эволюционировать, создавая наложенное состояние  $|\psi(t)\rangle = c_1|00\rangle + c_2|10\rangle + c_3|01\rangle + c_4|11\rangle$ : Амплитуды остаются "замороженными" после окончания импульса, пока результирующее состояние не распадется в основное. Процесс распада, обозначенный серыми стрелками, вносит вклад в токи зонда пропорционально вероятностям, уравнение (2.3).

В спектре взаимодействующих кубитов присутствуют частоты:  $\Omega + \varepsilon$  и  $\Omega - \varepsilon$ . Эти частоты зависят от  $E_m, E_{J1}, E_{J2}$ . Мы можем идентифицировать эти частоты с

энергетическими зазорами на рис. 2.2(b). Заметим, что в отсутствии связи ( $E_m = 0$ ) кубит осциллирует со своей собственной частотой  $\omega_{1,2}$ . Подчеркнем, однако, что приведенное выше рассмотрение справедливо только в идеальном случае, когда импульс имеет нулевое время нарастания/спада, а эволюция во времени происходит точно в точке корезонанса.

Идея нашего эксперимента схематично показана на рис. 2.2(b). Из состояния  $|00\rangle$  (показано черной точкой) импульс (сплошная стрелка) приводит систему в точку корезонанса, и система эволюционирует в течение времени длительности импульса  $\Delta t$ , создавая уравнение наложенного состояния (2.2), обозначенное серыми кружками. После окончания импульса система остается в наложенном состоянии, пока не распадется (серые стрелки) в основном состоянии с испусканием квазичастиц в токовые электроды, смещенные на  $V_{b1,2} \approx 600$  meV: для накопления сигнала на импульсный затвор подавался массив импульсов ( $\sim 3 \times 10^5$  импульсов). Импульсы повторялись через 64 нс. Эт время намного превышало времени релаксации квазичастиц 10 нс [58]. Результирующий ток пропорционален  $p_{1,2}$ .

Результаты, полученные таким образом, представлены на рис. 2.3. Сначала, перестраивая  $n_{g1}$  и  $n_{g2}$ , мы проводим измерения на одном кубите, переводя систему в точку **R** или **L** и возбуждая таким образом колебания в одном из кубитов (рис. 2.3(a)). Спектры осцилляций аппроксимируются косинусом с экспоненциальным временем затухания около 2,5 нс. Спектры получены с помощью преобразования Фурье (правые панели рис. 2.3(a)). Четко виден пик на частота 13,4 ГГц и 9,1 ГГц для первого и второго кубитов. Эти значения соответствуют  $E_{J1}$  и  $E_{J2}$ . Судя по нашим предыдущим экспериментам (см., например, ссылку [8]), мы приходим к выводу, что эти значения близки к ожидаемым для данных параметров изготовления (то есть площади перекрытия и условий окисления). Затем, изменяя  $n_{g1}$  и  $n_{g2}$ , систему приводят в точку корезонанса, и наведенные квантовые колебания отслеживаются с помощью той же техники.

Картина осцилляций становится более сложной (рис. 2.3(b)), в спектре появляется больше частотных компонент. Наблюдаемые спектральные свойства осцилляций согласуются с предсказаниями уравнения (2.3), поскольку в спектре имеются два пика, а положения пиков близки к ожидаемым частотам  $\Omega + \varepsilon$  и  $\Omega - \varepsilon$  для параметров  $E_{J1} = 13,4$  ГГц и  $E_{J2} = 9,1$  ГГц, измеренных в экспериментах с одним кубитом (рис. 2.3(a)), и  $E_m = 15,7$  ГГц, оцененных из независимых измерений. Положения пиков  $\Omega + \varepsilon$  и  $\Omega - \varepsilon$ , ожидаемых из уравнения (2.3), указаны стрелками и пунктирными линиями на рис. 2.3. Время затухания (0,6 нс) связанных колебаний короче, чем в случае независимых колебаний, как и ожидалось, поскольку после подсоединения соседнего кубита для каждого кубита появляется дополнительный канал декогеренции. Однако амплитуды спектральных пиков не совсем согласуются с уравнением (2.3). Мы связываем это с неидеальной формой импульса (фронты  $\sim 35$  ps), а также с тем, что небольшой сдвиг  $n_{g1}$  и  $n_{g2}$  от корезонанса резко меняет картину колебаний. Кроме того, даже вдали от корезонанса мы все еще имеем небольшой вклад в начальное состояние от зарядовых состояний, отличных от  $|00\rangle$ , искажающих осцилляции. Мы провели численное моделирование картины осцилляций, принимая во внимание реалистичную форму импульса и начальное состояние, слегка отличающееся от  $|00\rangle$ , предполагая, что система находится точно в ко-резонансе. Полученные

аппроксимации (фиты) показаны на рис. 2.3(b) сплошными линиями. Лучшая аппроксимация соответствует  $E_m = 14,5$  ГГц.

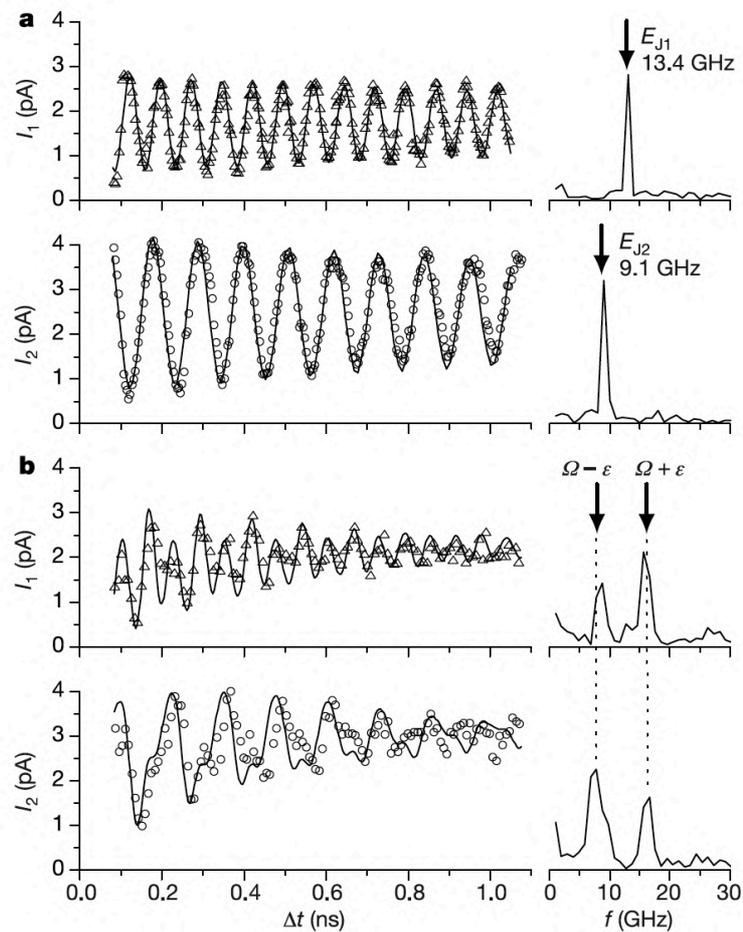


Рисунок 2.3 – Квантовые осцилляции в кубитах. (а) Осцилляции тока в первом (вверху) и втором (внизу) кубитах, когда система приводится в точки **R** и **L** соответственно. На правой панели показаны соответствующие спектры, полученные с помощью преобразования Фурье. В обоих случаях экспериментальные данные (открытые треугольники и открытые точки) могут быть подогнаны под косинусоидальную зависимость (сплошные линии) с экспоненциальным спадом с постоянной времени 2,5 нс. (b) Осцилляции индуцированного тока в кубитах в точке ко-резонанса **X**. Их спектры (правая панель) содержат две компоненты. Стрелки и пунктирные линии указывают положения  $\Omega + \varepsilon$  и  $\Omega - \varepsilon$ , полученные из уравнения (2.3). Сплошные линии представляют собой аппроксимации, полученные из численного моделирования. Учитывалось конечное время нарастания/спада импульса и начальное условие, которое не является чистым  $|00\rangle$ . Время экспоненциального затухания составляет 0,6 нс.

Наконец, мы проверили зависимость частоты колебаний от  $E_{J1}$ , контролируруемую слабым магнитным полем (до 20 ГГц). Результаты показаны на рис. 2.4. График содержит данные от обоих кубитов, представленных открытыми треугольниками (первый бит) и открытыми кружками (второй бит). Без связи ( $E_m = 0$ ) одиночные пики на каждом кубите следовали бы пунктирным линиям с пересечением в точке  $E_{J1} = E_{J2}$ . Введенная связь модифицирует эту зависимость, создавая разрыв и сдвигая частоты к более высоким и более низким значениям; расстояние между двумя ветвями равно  $E_m/2h$ , когда  $E_{J1} = E_{J2}$ . Мы сравниваем наблюдаемую зависимость с предсказанием уравнения (2.3) (показанным сплошными линиями) и находим хорошее согласие.

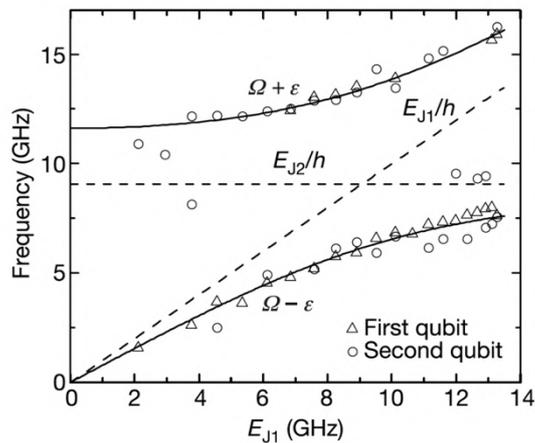


Рисунок 2.4 – Зависимость  $E_{J1}$  компонентов спектра, полученных преобразованием Фурье колебаний, точке ко-резонанса. Открытые треугольники и открытые кружки показывают соответственно частотные компоненты, измеренные в первом и втором кубитах; сплошные линии – зависимости  $\Omega + \varepsilon$  и  $\Omega - \varepsilon$  из уравнения (2.3) с использованием  $E_{J2} = 9,1$  ГГц и  $E_m = 14,5$  ГГц и изменяя  $E_{J1}$  до 13,4 ГГц; зависимость частот колебаний обоих независимых кубитов (как если бы взаимодействие было выключено  $E_m \rightarrow 0$ ).

Наблюдаемая квантовая когерентная динамика связанных кубитов в окрестности ко-резонанса (в частности, двухчастотная структура осцилляций вероятности в обоих кубитах и "расталкивание" частот (расщепление) при  $E_{J1} \approx E_{J2}$  (см. рис. 2.3(b) и 2.4) указывает на то, что два кубита становятся запутанными

в процессе связанных осцилляций, хотя прямое измерение степени запутанности было невозможно. Простые расчеты на основе стандартного выражения для запутанности чистых состояний [59] показывают, что при идеальной форме импульса и начальном условии  $|00\rangle$  волновая функция, показанная в уравнении (2.2), эволюционирует через максимально запутанное состояние в случае равных энергий Джозефсона. Численное моделирование подтверждает, что количество запутанности не уменьшается значительно при учете реалистичных экспериментальных условий. Относительно большая наблюдаемая амплитуда осцилляции (около 50% от ожидаемого значения) также указывает на существование запутанных состояний даже в нашем многоимпульсном усредненном эксперименте.

Контролируемый двухкубитный вентиль – необходимый элемент квантовых компьютеров. Работу такого вентиля мы демонстрируем с использованием пары связанных сверхпроводящих зарядовых кубитов. С помощью импульсной техники, мы готовим различные входные состояния и показываем, что их амплитуда может быть преобразована с помощью операции контролируемого NOT (CNOT) вентиля. Используя нашу когерентную четырехуровневую систему, образованную зарядовыми состояниями  $|00\rangle$ ,  $|01\rangle$ ,  $|10\rangle$  и  $|11\rangle$ , мы показываем, как реализовать логические вентили и демонстрируем, что они работают как квантовые вентили.

Микрофотография образца показана на рисунке 2.5(a). Два кубита электростатически соединены конденсатором на [60]. В отличие от предыдущего образца со связанными кубитами [60], мы добавили два независимых импульсных затвора, чтобы можно было обращаться к каждому кубиту индивидуально. Это необходимо для выполнения логических операций, как объясняется ниже.

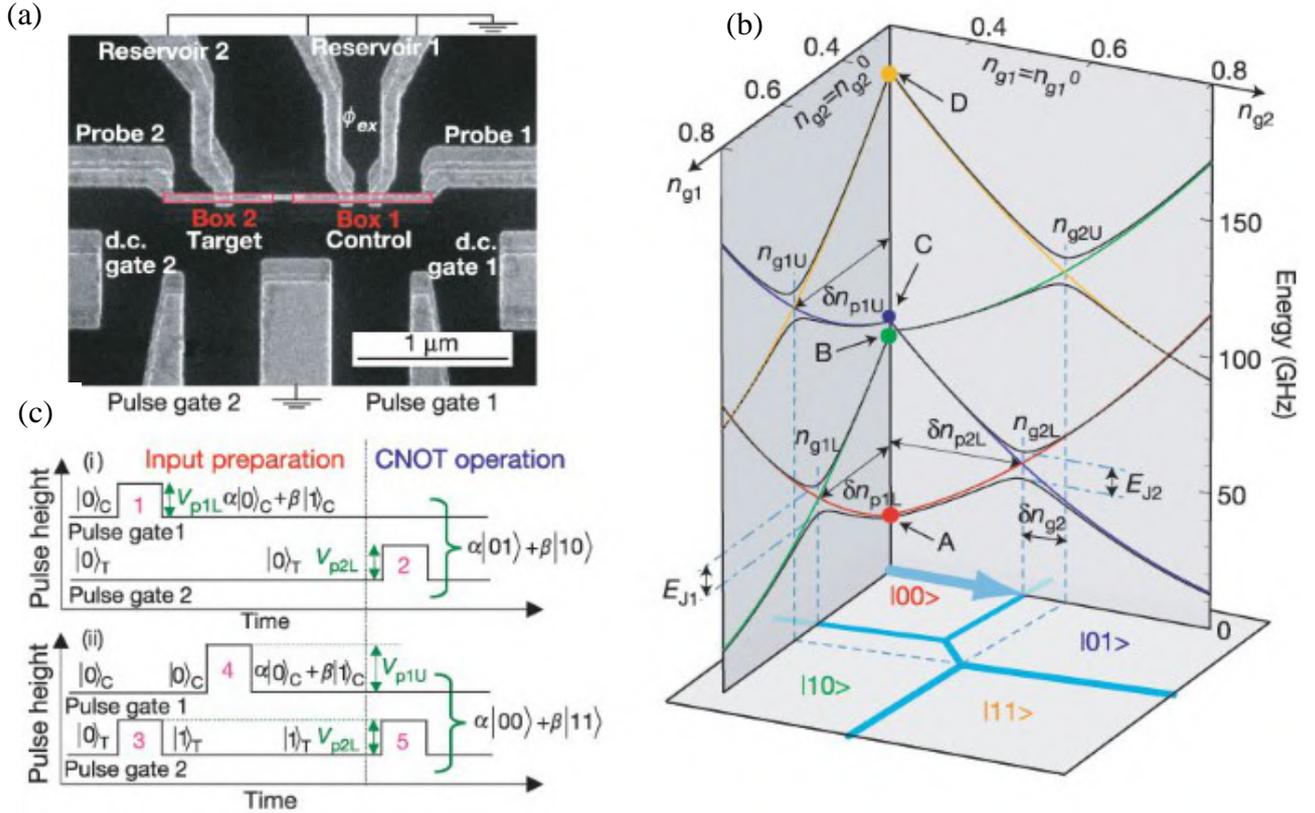


Рисунок 2.5 – Импульсные операции в устройстве со связанными кубитами.

(a) Сканирующая электронная микрофотография образца. (b) Диаграмма энергетической полосы вдоль двух линий  $n_{g1} = n_{g1}^0$  и  $n_{g2} = n_{g2}^0$ , где  $n_{g1}^0$  и  $n_{g2}^0$  – константы. Здесь  $(n_{g1}^0, n_{g2}^0) = (0,24, 0,26)$ , что соответствует реальным экспериментальным условиям. На диаграмме энергетических полос черные линии показывают собственные энергии. Четыре цветные линии – это зарядовые энергии состояний, показанных в ячейках диаграммы заряда в плоскости основания соответствующим цветом. (c) Последовательности импульсов, использованные в эксперименте. В обеих последовательностях (i) и (ii) верхняя и нижняя схемы показывают схемы импульсов, поданных на импульсные затворы 1 и 2, соответственно. Также показаны ожидаемые квантовые состояния после каждого импульса. Символы  $|0\rangle$  или  $|1\rangle$  с подстрочными индексами ‘C’ и ‘T’ означают состояние управляющего (Control) и целевого (Target) кубитов, соответственно.

Электрод между двумя импульсными затворами соединен с землей для уменьшения перекрестной емкости. Хотя существует конечная перекрестная емкость между одним затвором и соседним островком (около 15% от основной связи), она не играет существенной роли в данном эксперименте, и поэтому мы

можем пренебречь ею. Образец охлаждался до 40 мК в криостате растворения. Характерные энергии этого образца, оцененные из измерений вольт-амперных характеристик, составляют  $E_{c1} = 580$  мкэВ,  $E_{c2} = 671$  мкэВ, и  $E_m = 95$  мкэВ. Из импульсных измерений было установлено, что  $E_{j1}$  в максимуме составляет 45 мкэВ, а  $E_{j2} - 41$  мкэВ. Сверхпроводящая энергетическая щель составляет 209 мкэВ. Туннельное сопротивление зондового контакта равно 48 МОм (слева) и 33 МОм (справа). В двухкубитном зарядовом базисе  $|00\rangle, |10\rangle, |01\rangle$  и  $|11\rangle$  гамильтониан системы имеет тот же вид, что и уравнение (2.1).

На рисунке 2.5(b) представлена идея работы вентиля. Используя уравнение (2.1), мы вычисляем собственные энергии двухкубитной системы и строим их в плоскостях  $n_{g1} = n_{g1}^0$  и  $n_{g2} = n_{g2}^0$ , где  $n_{g1}^0$  и  $n_{g2}^0$  – константы. В этих плоскостях, если  $(n_{g1}^0, n_{g2}^0)$  достаточно далеко от корезонансной точки [60] (0,5, 0,5). Системы  $|00\rangle, |01\rangle$  и  $|10\rangle, |11\rangle$  разделяются и становятся независимыми в плоскости  $n_{g1} = n_{g1}^0$ . Для состояний  $|10\rangle$  и  $|11\rangle$  электростатическая энергия каждой из двухуровневых систем вырождается при различных  $n_{g2}$ . Более конкретно, для состояний  $|00\rangle$  и  $|01\rangle$  при  $n_{g2L}$ . Это показано на рисунке 2.5(b). Разница ( $\delta n_{g2}$ ) возникает из-за электростатической связи между кубитами и определяется как  $E_m/2E_{c2}$ . Аналогично, мы определяем  $n_{g1L}$  и  $n_{g1U}$  как показано в плоскости  $n_{g2} = n_{g2}^0$ .

Импульсами на электроде 1 (2) мы смещаем систему неадиабатически в плоскости  $n_{g2} = n_{g2}^0$  ( $n_{g1} = n_{g1}^0$ ). Мы определим расстояния от  $(n_{g1}^0, n_{g2}^0)$  до точек вырождения:  $\delta n_{p1L} = n_{g1L} - n_{g1}^0$ ,  $\delta n_{p1U} = n_{g1U} - n_{g1}^0$  и  $\delta n_{p2L} = n_{g2L} - n_{g2}^0$ . Предположим, что мы начинаем из состояния  $|00\rangle$  (точка А) и подаем идеальный прямоугольный импульс с амплитудой  $V_{p2L} = 2e \delta n_{p2L}/C_{p2}$  на импульсный затвор 2, где  $C_{p2}$  – емкость между импульсным затвором 2 и островком 2. Этот импульс изображен стрелкой на диаграмме основных зарядовых состояний [61]. В этом случае система попадает в точку вырождения  $n_{g2L}$  и эволюционирует в течение импульса длительностью  $\Delta t$  с частотой  $\Omega = E_{j2}/\hbar$  между состояниями  $|00\rangle$  и  $|01\rangle$ :

$\cos(\Omega\Delta t/2) |00\rangle + \sin(\Omega\Delta t/2) |01\rangle$ . Подстраивая  $\Delta t$  так, чтобы  $\Omega\Delta t = \pi$  ( $\pi$ -импульс), мы можем остановить эволюцию, когда система находится в состоянии  $|01\rangle$ . После окончания импульса система находится в точке **C**.

Если мы начнем с состояния  $|10\rangle$  (точка **B**) и применим тот же импульс, то система не достигнет точки вырождения для состояний  $|10\rangle$  и  $|11\rangle$  ( $n_{g2U}$ ). Здесь амплитуда колебаний между состояниями  $|10\rangle$  и  $|11\rangle$  подавляется на  $E_{j2}^2/(E_m^2 + E_{j2}^2)$ . Состояние  $|10\rangle$  практически не меняется, поскольку величина связи большая и система возвращается в точку **B** после окончания импульса. Аналогично, мы можем реализовать переход из состояния  $|01\rangle$  в состояние  $|00\rangle$  тем же импульсом, и подавить переход из состояния  $|11\rangle$ . Таким образом, с помощью этого импульса можно выполнить операцию условного вентиля: целевой бит перевернется только тогда, когда управляющий бит будет равен  $|0\rangle$ .

Чтобы экспериментально реализовать работу затвора, мы готовим различные состояния из начального состояния  $|00\rangle$ , прикладывая импульсы и измеряя выходной сигнал. На рисунке 2.5(с) показаны электрические сигналы, которые управляют системой. Обозначим каждый из импульсов в последовательностях индексом  $m$ . Последовательность  $i$  показывает как достигается суперпозиция состояний  $|00\rangle$  и  $|10\rangle$  с помощью импульса 1. Последовательность  $ii$  демонстрирует как создается суперпозиция состояний  $|01\rangle$  и  $|11\rangle$ : сначала импульс 3 приводит систему в состояние  $|01\rangle$  в точке **C**, а затем подается импульс 4 с амплитудой  $V_{p1U} = 2e \delta n_{p1U}/C_{p1}$ .

Таким образом создаются суперпозиции  $(\alpha|01\rangle + \beta|10\rangle$  или  $\alpha|00\rangle + \beta|11\rangle$ ). Мы можем контролировать  $E_{j1}$  магнитным полем и менять  $\alpha$  и  $\beta$ . Длительность импульсов при этом не меняется. Поскольку управляющий кубит имеет геометрию СКВИД,  $E_{j1}$  периодически модулируется как  $E_{j1} = E_{j1max} |\cos(\pi\Phi_{ex}/\Phi_0)|$ , где  $E_{j1max}$  – максимальное значение  $E_{j1}$ , а  $\Phi_0$  – квант потока. Мы измеряем индуцированные импульсами токи через зонды, прикладывая периодические импульсы 1 и 2 (период  $T_r \approx 100$  нс), которые смещены на  $\sim 650$

мкВ, чтобы включить джозефсоновский квазичастичный цикл (JQP – Josephson Quasiparticle Cycle) [58]. Возбуждаемые токи пропорциональны вероятности того, что соответствующий кубит имеет одну дополнительную куперовскую пару [17, 60].

На рисунке 2.6 показаны выходные токи управляющего кубита ( $I_C$ ) и целевого кубита ( $I_T$ ) как функция  $\Phi_{ex}/\Phi_0$  при прикладывании импульсов, показанных на рисунке 2.5(c) (i). Когда импульс не приложен, оба кубита показывают конечный ток (красные кривые на рисунке 2.6). Поскольку этот ток зависит от энергии Джозефсона,  $I_C$  периодически модулируется внешним потоком  $\Phi_{ex}$ . Сначала мы определяем длину рабочего импульса (импульс 2), подгоняя его к пику в однокбитной осцилляции  $I_T$ . Когда мы прикладываем импульс 2 такой длины (синие кривые на рисунке 2.6),  $I_T$  увеличивается и не зависит от  $\Phi_{ex}$ , как и ожидалось. Также этот импульс не влияет на  $I_C$ . Далее мы прикладываем только подготовительный импульс (импульс 1). Этот импульс, в свою очередь, индуцирует ток в  $I_C$  и не влияет на  $I_T$  (зеленые кривые на рисунке 2.6).

Наконец, мы прикладываем импульс 1 и импульс 2 с интервалом 85 пс (оранжевые кривые на рисунке 2.6).  $I_C$  показывает ту же зависимость, что и при подаче только импульса 1. Однако  $I_T$  также показывает четкую зависимость от  $\Phi_{ex}$  и антикоррелирован с  $I_C$ , так как целевой кубит чувствует состояние управляющего кубита. На рисунке 2.7(a) мы повторно изобразили эти данные как функцию  $E_{j1}$ . Мы представляем только импульсно-индуцированные токи, вычитая фоновые токи постоянного тока из каждой кривой. Как  $I_T$ , так и  $I_C$  показывают косинусоидальную зависимость, но их фазы противоположны. То есть,  $I_T$  максимален, когда  $I_C$  минимален, и наоборот. Это соответствует ожиданиям, что состояние  $\alpha|01\rangle + \beta|10\rangle$  создается используемой последовательностью импульсов.

Далее мы измеряем зависимость  $\Phi_{ex}$  от  $I_C$  и  $I_T$  для импульсной последовательности (ii) 2.5(c) (не показано) и построили график зависимости  $E_{j1}$  на рисунке 2.5(b). В этом случае, как и на рисунке 2.7(a),  $I_T$  и  $I_C$  демонстрируют

косинусоидальную зависимость. Однако, важно, что их корреляция теперь противоположна той, что была на рисунке 2.7(a). Это согласуется с ожиданием создания состояния  $\alpha|00\rangle + \beta|11\rangle$ .

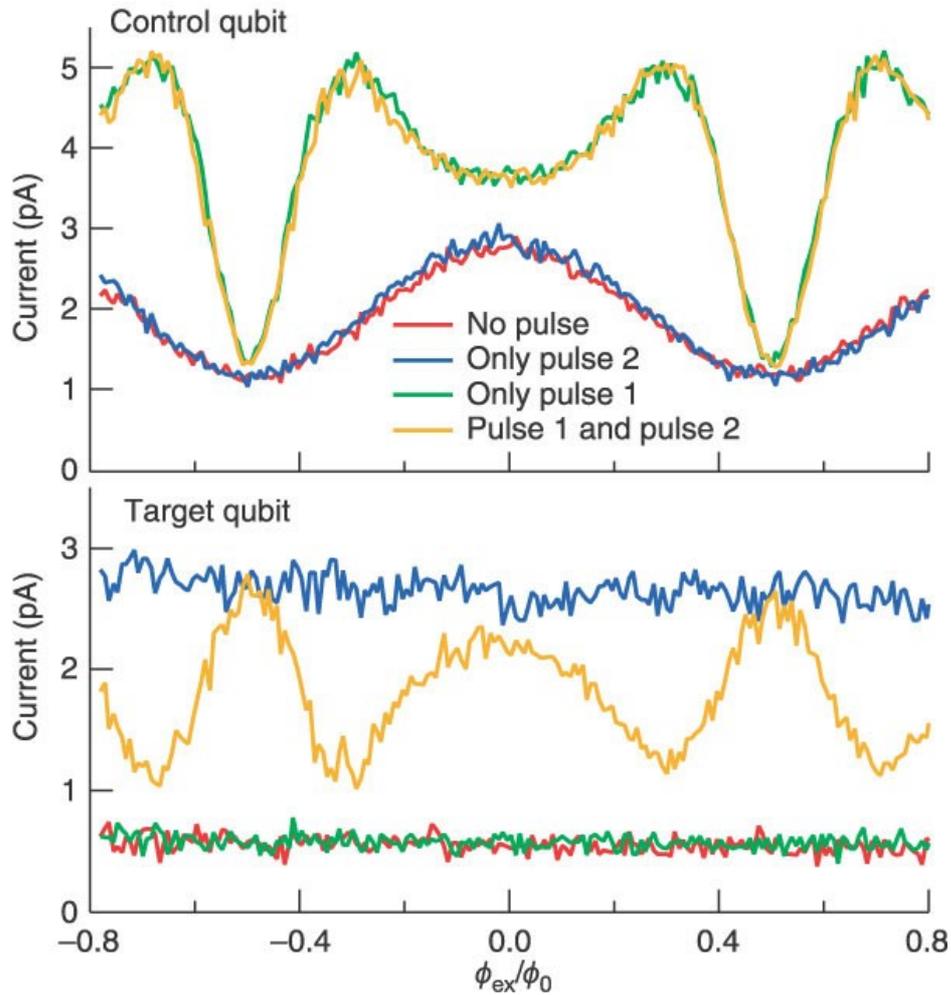


Рисунок 2.6 – Зависимость тока контрольного (вверху) и целевого (внизу) кубитов от магнитного потока при приложении импульсов, показанных на рисунке 2.5(c) (i). Длительность импульсов составляет  $\Delta t_1 = 85$  пс,  $\Delta t_2 = 255$  пс и  $\Delta t_{12} = 85$  пс, где мы определяем длительность импульса  $m$  на рисунке 2.5(c) как  $\Delta t_m$  и интервал между импульсами  $l$  и  $m$  как  $\Delta t_{lm}$ .

Приведенные выше данные показывают, что мы продемонстрировали работу двухкубитного вентиля. Однако, чтобы понять эффективность вентиля, мы сравним эти данные с данными моделирования, полученными путем численного расчета временной эволюции матрицы плотности. Результаты моделирования показаны черными кривыми на рисунке 2.7. Мы подчеркиваем, что при расчете не используются никакие параметры подгонки.

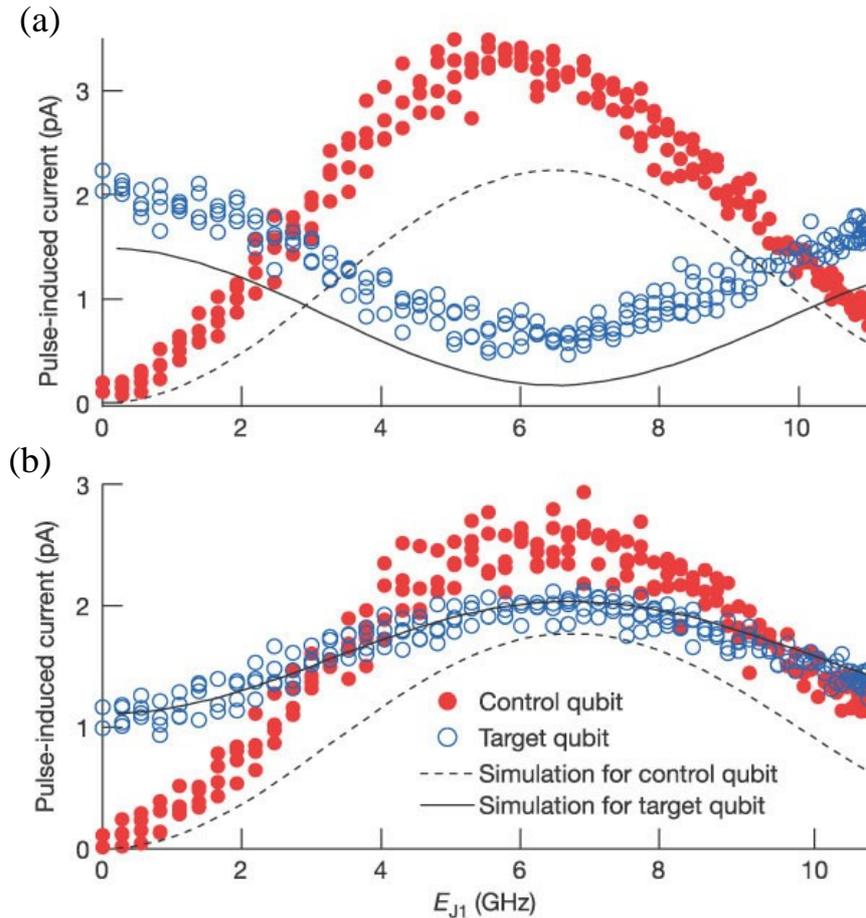


Рисунок 2.7 – Индуцированный импульсом ток, как функция джозефсоновской энергии управляющего кубита. Использовались следующие последовательности импульсов: (a) показанная на рисунке 2.5(c) (i) и (b) – показанная на рисунке 2.5(c) (ii). Длительность импульсов на рисунке 2.5(c) (ii) составляет  $\Delta t_3 = 264$  пс,  $\Delta t_4 = 88$  пс,  $\Delta t_5 = 264$  пс,  $\Delta t_{34} = 88$  пс и  $\Delta t_{45} = 88$  пс. Черные кривые представляют моделирование, полученное путем расчета временной эволюции матрицы плотности. При расчете мы предположили трапециевидную форму импульса с временем нарастания и спада равным 40 пс, что близко к реальной форме импульса. Чтобы учесть эффект дефазировки, все недиагональные члены матрицы плотности устанавливаются в ноль перед подачей рабочего импульса. Это разумное приближение, поскольку время дефазировки в точке вырождения составляет несколько сотен пикосекунд [62], что сравнимо со временем, необходимым для подготовки входных данных для настоящего эксперимента. Мы не учитывали энергетическую релаксацию, которая, как известно, происходит гораздо медленнее.

Сначала мы рассмотрим целевой кубит. За исключением смещения на рисунке 2.7(a), смоделированные кривые хорошо согласуются с экспериментом, в предположении, что амплитуда колебаний измеренного  $I_T$  является разумной. Во-вторых, в отличие от этого, мы имеем некоторое расхождение в  $I_C$ . Мы связываем это расхождение с неизвестным каналом тока в нашей нынешней схеме считывания. Если рассматривать процесс JQP, то импульсно-индуцированный ток не должен превышать  $2e/T_r = 2,5$  пА, но в реальности он выше. Это означает, что импульсно-индуцированный ток имеет дополнительную компоненту, которая не является результатом процесса JQP. Мы пока не знаем происхождения этого тока. Это могут быть другие процессы, связанные с туннелированием куперовских пар более высокого порядка. Величина этого тока, вероятно, зависит от энергии Джозефсона (но не сильно зависит от длительности импульса) и создает зависящее от  $E_{j1}$  отклонение между смоделированными и измеренными кривыми. В целевом кубите аналогичный канал тока просто дает постоянное смещение на рисунке 2.7, поскольку  $E_{j2}$  фиксировано, и не влияет на общую зависимость от  $E_{j1}$ . Хотя количественный анализ для  $I_C$  в настоящее время затруднен, моделирование показывает, что амплитуда колебаний измеренного  $I_T$  вполне разумна, в то время как амплитуда  $I_C$  усилена этим внешним фактором, возникающим из-за несовершенства нашей схемы считывания.

Наконец, мы оцениваем точность работы нашего затвора и предлагаем возможные пути улучшения. Наша нынешняя схема считывания, которая не позволяет нам измерять вероятности четырех состояний по отдельности [60], затрудняет получение полной таблицы истинности работы нашего затвора только из экспериментальных данных. Вместо этого здесь мы делаем это на основе моделирования, в результате которого получилось разумное описание нашей двухкубитной системы, как показано на рисунке 2.7. Мы рассчитали временную эволюцию четырех идеальных входных состояний,  $|00\rangle$ ,  $|01\rangle$ ,  $|10\rangle$  и  $|11\rangle$ , под действием операционного импульса, а именно импульса 2 или 5 на рисунке 2.5(c), и изобразили выходные вероятности в виде сплошных синих полос на рисунке 2.8.

Для входных состояний  $|10\rangle$  и  $|11\rangle$  работа нашего вентиля практически идеальна. Заметим, что точность лучше, чем ожидаемая для случая идеальной формы импульса, то есть  $1 - E_{j2}^2/(E_m^2 + E_{j2}^2) \approx 0,84$ . Это объясняется конечным временем нарастания/спада (40 пс) рабочего импульса, который подавляет нежелательные осцилляции. С другой стороны, для входных состояний  $|00\rangle$  и  $|01\rangle$  выходные состояния имеют нежелательную составляющую  $|00\rangle$  или  $|01\rangle$  с довольно высокой вероятностью. Это также связано с конечным временем нарастания/спада, которое в данном случае подавляет осцилляции. Чтобы улучшить ситуацию могло бы увеличение  $E_m$ , а также приближение формы импульса к идеальной. Однако, даже при нынешнем значении  $E_m$ , моделирование показывает, что эта матрица становится гораздо ближе к идеальной (сохраняя почти идеальные состояния  $|10\rangle$  и  $|11\rangle$ ), если немного уменьшить время нарастания/спада, скажем, на 25% (красные линии на рисунке 2.8) или если уменьшить  $E_{j2}$  на аналогичную величину.

Мы можем частично увидеть соответствие между идеальной и неидеальной матрицей экспериментальных данных на рисунке 2.7. Поскольку подготовленное начальное состояние в последовательности (i) на рисунке 2.5 с является почти чистым  $|00\rangle$ , когда  $E_{j1}$  равно нулю,  $I_T$  с  $E_{j1} = 0$  на рисунке 2.7(a), нормированное на возможный максимальный ток  $2e/T_r$  (2,5 пА), должно быть близко к 0,62 (второй элемент первого столбца, приведенной выше таблицы истинности). Экспериментальные данные дают несколько большее значение  $\sim 0,8$ . Это объясняется током утечки, о котором говорилось в тексте. Красные линии и стрелки показывают ожидаемое улучшение после уменьшения времени нарастания/спада импульсов с 40 до 30 пс.

Мы управляли нашей двухкубитной твердотельной схемой, подавая последовательность импульсов, и продемонстрировали работу условного вентиля. Хотя в данном эксперименте мы обращали внимание только на амплитуду квантового состояния, фазовая эволюция во время работы затвора также должна быть исследована для реализации квантового C-NOT оператора (возможно, с

дополнительными фазовыми факторами). Это является составной частью универсального вентиля.

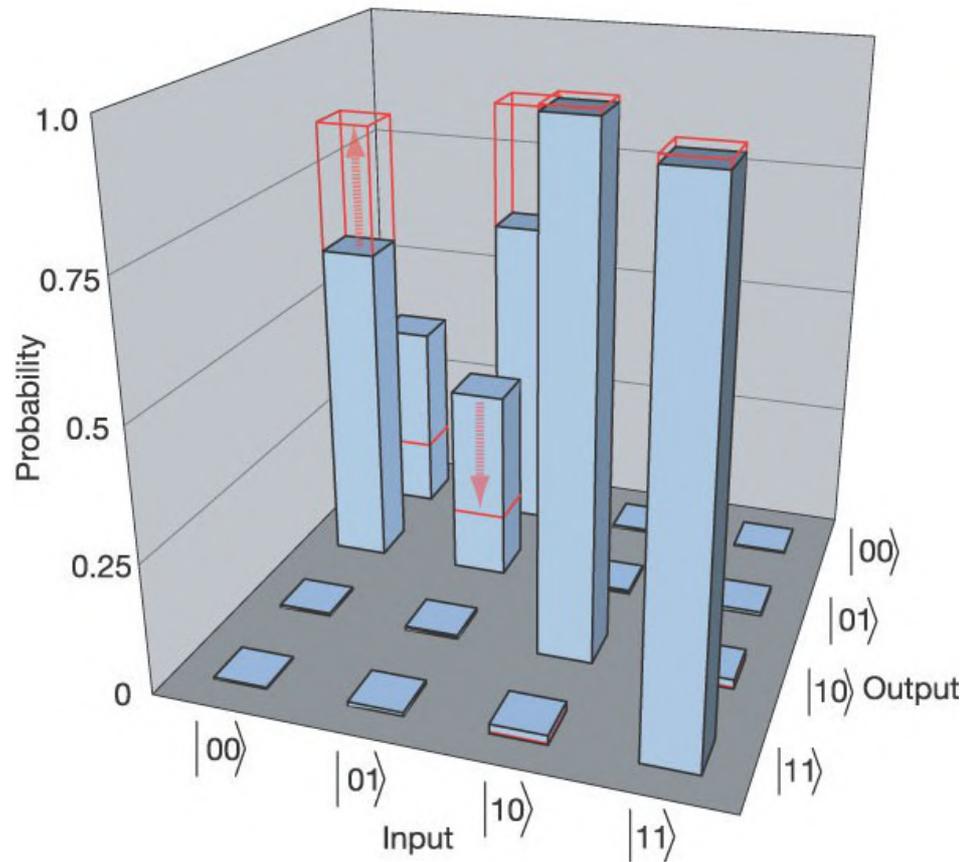


Рисунок 2.8 – Таблица истинности настоящей операции C-NOT, оцененная численным расчетом (сплошные голубые столбики).

Подробные значения вероятностей:

$$\begin{pmatrix} 0,37 & 0,62 & 0,004 & 0,003 \\ 0,62 & 0,37 & 0,004 & 0,007 \\ 0,004 & 0,004 & 0,97 & 0,018 \\ 0,003 & 0,007 & 0,018 & 0,97 \end{pmatrix},$$

когда в идеальном случае они должны быть:

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

## 2.2 Первая демонстрация однократного считывания на сверхпроводниковых зарядовых кубитах

Важным элементом квантовых схем является однократное считывание – проекционное измерение состояние кубита. Мы демонстрируем однократное считывание джозефсоновского зарядового кубита. Состояние кубита преобразуется в классический бит (квант заряда) и хранится в динамической ячейке памяти – сверхпроводящем островке, соединенном с кубитом через слабый туннельный переход. Зарядовое состояние ячейки памяти считывается чувствительным электрометром – обычным одноэлектронным транзистором, электростатически развязанным с кубитом. Процесс считывания отделен во времени от манипуляции состоянием кубита. Используя такую схему, мы достигли эффективности считывания 87% и 93% для состояний  $|1\rangle$  и  $|0\rangle$ , соответственно.

После первых экспериментов с одиночными джозефсоновскими кубитами [17, 50, 51, 52, 63] был сделан важный шаг к интеграции: для двух электростатически связанных зарядовых кубитов было экспериментально продемонстрировано когерентное управление двумя кубитами и работа CNOT-вентиля [60, 64]. Важным элементом квантовых компьютеров является однократное проекционное считывание кубитов (single-shot readout) после завершения квантовых манипуляций с ситемой. Однократное считывание также необходимо для квантовой томографии, квантовой криптографии [65]. Однократное считывание абсолютно необходимое условие в алгоритмах, которые дают неуникальные решения.

Для считывания единичных квантовых состояний джозефсоновских кубитов (в частности, потоковых кубитов) через фазовую степень свободы было реализовано несколько схем, измеряющих событие переключения из сверхтокового состояния в конечно-напряжение [50, 51, 52, 63]. В зарядовом типе кубитов, вместо кванта потока, проще измерять квант заряда [66]. Для однократного считывания заряда в качестве детектора зарядовых состояний был предложен радиочастотный одноэлектронный транзистор [67], электростатически связанный с кубитом [68, 69]. Хотя этот подход в принципе работает [70, 71], однократное считывание еще не было реализовано. В данной работе мы демонстрируем новую схему считывания, которая позволяет проводить высокоэффективные однократные измерения с подавленным обратным действием измерительной схемы на зарядовый кубит. Эффективность считывания зарядовых состояний  $|1\rangle$  и  $|0\rangle$  составляет 87% и 93%, соответственно.

На рисунке 2.9(a) показана сканирующая электронная микрограмма нашей схемы. Алюминиевая структура нанесена поверх тонкого изолирующего слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (0,4 мкм) над плоскостью золотого заземления. Устройство состоит из зарядового кубита [17] и схемы считывания. Кубит представляет собой остров куперовских пар (box) (с эффективной емкостью на землю  $C_b \approx 600$  аФ), соединенный с большим островом ловушки (trap) через джозефсоновский переход джозефсоновской энергией  $E_J \approx 20$  мкэВ. Ловушка представляет собой большой остров с емкостью около 0,1 нФ на плоскости земли и гальванически изолирован от внешней среды. Состояния кубитов когерентно контролируются неадиабатическим управляющим импульсом, что приводит к суперпозиции состояний  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ . Считывающая часть включает электромметр, представляющий собой обычный низкочастотный одноэлектронный транзистор ( $C_s \approx 1000$  аФ) и ловушку заряда ( $C_t \approx 1000$  аФ), размещенную между кубитом и одноэлектронным транзистором. Ловушка соединена с островом через высокоомный туннельный переход ( $R_t \approx 100$  МОм) и связана с SET емкостью  $C_{st} \approx 100$  аФ. Кубит эффективно развязан с SET из-за малой силы связи с шумом SET  $(C_{bt} C_{st}/C_t C_b)^2 \approx 3 \times 10^{-5}$

( $C_{bt} \approx 30$  аФ). Сила связи может быть значительно ослаблена, если еще больше уменьшить нежелательную емкость  $C_{bt}$  между островом и ловушкой.

Работа схемы может быть описана следующим образом. Во время манипуляции кубитом ловушка поддерживается несмещенной, запрещая релаксацию заряда в ловушке. После прекращения управляющего импульса на ловушку подается импульс считывания (см. врезку рис. 2.9(а)). Длительность и амплитуда считывающего импульса подбираются так, чтобы если в ячейке после окончания управляющего импульса оказывается лишняя куперовская пара, то она с высокой вероятностью уходила в ловушку через туннелирование квазичастиц. После того как заряд попадает в ловушку, он сохраняется в ней в течение длительного времени (обратная релаксация заряда из ловушки в остров подавлена из-за сверхпроводящей щели  $2\Delta$ ) и измеряется низкочастотным SET.

Гамильтониан двухуровневой системы кубита в зарядовом базисе  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  (без и с дополнительной куперовской пары)

$$H = U_b(0, Q_b)|0\rangle\langle 0| + U_b(2, Q_b)|1\rangle\langle 1| - \frac{E_J}{2} (|0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|).$$

Мы определяем электростатическую энергию острова  $k$  как  $U_k(N_k, Q_k) = (N_k e - Q_k)^2 / 2C_k$ , где  $k$  – это либо  $b$ , либо  $t$ , обозначают бокс (box) или ловушку (trap), соответственно,  $N_k$  – избыточное число электронов, а  $Q_k$  – заряд, индуцированный затвором в острове. Начиная с  $Q_{b0}$  ( $Q_{b0} < Q_{b1}$ ), где  $\Delta E \gg E_J$  ( $\Delta E = U_b(2, Q_{b0}) - U_b(0, Q_{b0})$ ), мы даем системе перейти в основное состояние, которое является почти чистым зарядовым состоянием  $|0\rangle$ . Затем мы мгновенно изменяем собственный базис на время  $t_c$ , прикладывая прямоугольный управляющий импульс, который приводит систему в состояние  $Q_{b1}$ . Если  $Q_{b1}$  – точка вырождения ( $\Delta E = 0$ ), то конечное состояние после манипуляции управляющим импульсом будет  $\cos(\omega_J t_c / 2)|0\rangle + \sin(\omega_J t_c / 2)|1\rangle$  ( $\omega_J = E_J / \hbar$ ), поэтому после окончания импульса состояние  $|1\rangle$  реализуется с вероятностью  $\sin^2(\omega_J t_c / 2)$ .

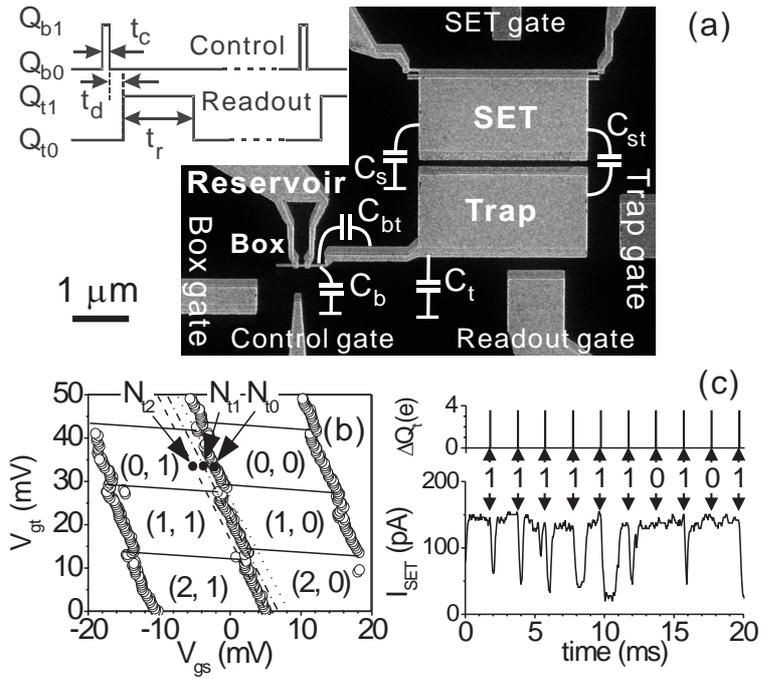


Рисунок 2.9 – (а) Сканирующая электронная микрофотография устройства. Вставка схематично представляет импульсную операцию. (b) Диаграмма основного зарядового состояния ловушки с SET. Открытыми кружками отмечены положения установленных максимумов тока квазичастиц на плоскости  $V_{gs} - V_{gt}$  (напряжения на затворе постоянного тока SET и ловушки). Пары чисел  $(N_t, N_s)$  обозначают конфигурацию заряда основного состояния, установленную ловушкой, в каждой ячейке, ограниченной установленными пиками и черными сплошными линиями. Линии указывают положения установленных пиков для 0, 1 или 2 дополнительных электрона (отмечены  $N_{t0}$ ,  $N_{t1}$  и  $N_{t2}$ ) в ловушке, соответственно. (c) Типичная временная диаграмма заданного тока (нижняя кривая) вместе с последовательностью импульсов считывания (верхняя кривая). Цифры 1 и 0 обозначают биты считывания. Отрицательные переключатели на кривой соответствуют обнаруженному заряду ловушки.

На рисунке 2.9(b) показана экспериментально измеренная зарядовая диаграмма стабильности: Положения пиков тока SET как функция напряжений на затворах ловушки и острова SET и ловушки. Установив затворы острова и ловушки в одну из точек  $N_{t0}$ ,  $N_{t1}$  или  $N_{t2}$ , мы можем определить, есть ли в ловушке 0, 1 или 2 дополнительных электрона. В наших измерениях SET обычно устанавливается в точку  $N_{t0}$ . Для считывания кубита ловушка смещается импульсом считывания характерной длины  $t_r = 300$  нс и амплитуды  $\Delta Q_t = 3,5e$  ( $\Delta Q_t = Q_{t1} - Q_{t0}$ ),

приложенным к затвору считывания, позволяя дополнительной куперовской паре состояния  $|1\rangle$  уйти в ловушку через туннелирование квазичастиц и выключая ток.

Верхняя кривая на рисунке 2.9(с) показывает последовательность импульсов считывания. Нижняя кривая демонстрирует типичную временную зависимость тока SET. Отрицательные переключения на нижней кривой, приходящие синхронно с импульсами считывания, считаются событиями обнаружения заряда. Для исследуемого прибора время жизни захваченного заряда обычно составляет около 300 нс, поэтому обычно используемое время повторения 2 мс достаточно для практически полного сброса ловушки. Мы считаем количество обнаруженных переключений  $m$ , при общем количестве повторений  $n_{tot}$ .

Экспериментально полученная вероятность обнаружения заряда  $P = m/n_{tot}$  (обычно используется  $n_{tot} = 327$  на одну экспериментальную точку данных) как функция длительности управляющего импульса  $t_c$  и амплитуды  $\Delta Q_b$  представлена в виде двумерного графика на рисунке 2.10(a). Мы определяем импульс с  $\Delta Q_b = 0,84 e (\equiv Q_{bA})$  и  $t_c = 120$  пс, когда  $P$  достигает максимума, как  $\pi$ -импульс. На рисунке 2.10(b) показаны когерентные осцилляции как функция  $t_c$ , измеренные на  $Q_{bA}$ . Как показано линией со стрелками, амплитуда вероятности достигает 0,64, в то время как самые длительные осцилляции, показанные на рисунке 2.10(с), оказываются при  $\Delta Q_b = 0,75 e (\equiv Q_{bB})$ , (ожидается, что фазовая декогеренция будет самой слабой в точке вырождения). Мы полагаем, что  $Q_{bA} \neq Q_{bB}$  обусловлено искажением управляющего импульса из-за ограниченной полосы частот линий передачи и генератора импульсов.

Кривые с открытыми и закрытыми кружками на рисунке 2.11(a-b) представляют зависимость  $P$  от амплитуды импульса считывания  $\Delta Q_t$  с управляющими  $\pi$ -импульсами и без них. Вероятности, измеренные при  $N_{t0}$ , показаны на рисунке 2.11(a), а вероятности, измеренные при  $N_{t2}$ , показаны на рисунке 2.11(b). Графики можно разделить на три области, обозначенные I, II и III, отличающиеся поведением счета. Основываясь на данных этих графиков, мы предполагаем, что когда кубиты находятся в состоянии  $|1\rangle$ , одна квазичастица туннелирует из острова в ловушку в процессе  $(2, 0) \rightarrow (1, 1)$  в области I  $((N_b, N_t)$

представляет конфигурацию квазичастиц остров-ловушка); квазичастицы туннелируют в ловушку в процессе  $(2, 0) \rightarrow (1, 1) \rightarrow (0, 2)$  в области II; процесс туннелирования квазичастиц становится возможным даже для состояния  $|0\rangle$  в области III.

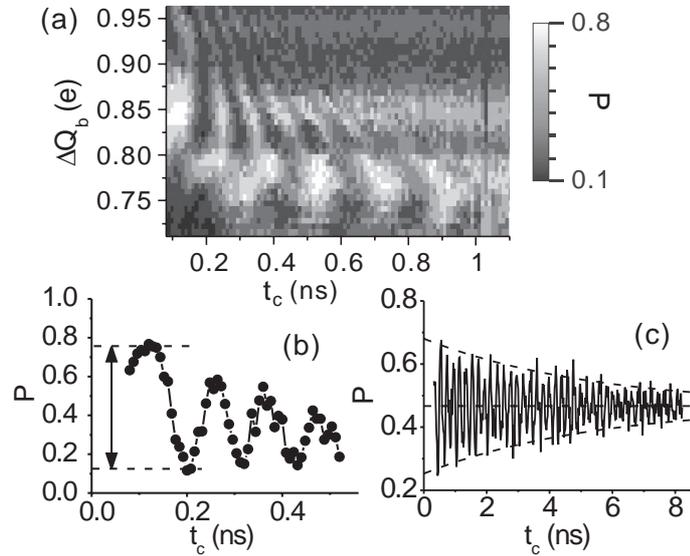


Рисунок 2.10 – (а) Когерентные квантовые осцилляции в зависимости от времени и смещения.

Вероятность нахождения в состоянии  $|1\rangle$  получена в результате усреднения по многим событиям. (b) Соотношение  $P$  и  $t_c$ , измеренное при  $\Delta Q_b = 0,84 e$  ( $\Delta Q_{bA}$ ), где видимость самая высокая. (c) Отношение  $P$  к  $t_c$ , измеренное в точке вырождения,  $\Delta Q_b = 0,75 e$  ( $\Delta Q_{bB}$ ), где колебания являются наиболее продолжительными. Огибающие соответствуют экспоненциальному затуханию со временем затухания 5,8 нс

Квазичастичное туннелирование энергетически возможно в процессе  $(N_b, N_t) \rightarrow (N_b - 1, N_t + 1)$ , когда выполнено следующее условие  $U_b(N_b, Q_{b0}) + U_t(N_t, Q_{t1}) > U_b(N_b - 1, Q_{b0}) + U_t(N_t + 1, Q_{t1}) + 2\Delta$  (мы пренебрегли членом взаимодействия, который подавлен из-за связи через промежуточный остров (trap)). Подставляя явное выражение для энергий, можно найти необходимую амплитуду импульса считывания ловушки для выхода квазичастицы  $\Delta Q_t > Q'_t + N_t e + \eta(2 - N_b)e$ , где  $\eta = C_t/C_b$  и  $Q'_t = e/2 - \eta(3e/2 - Q_{b0}) + 2\Delta C_t/e - Q_{t0}$ . Мы определяем три различных пороговых амплитуды  $\Delta Q_t$ , при которых становятся возможными следующие процессы:  $(2, 0) \rightarrow (1, 1)$  при  $\Delta Q_t \geq Q_{tA}$ , где  $Q_{tA} = Q'_t$ ;  $(1,$

1)  $\rightarrow (0, 2)$  при  $\Delta Q_t \geq Q_{tB}$ , где  $Q_{tB} = Q'_t + (1 + \eta)e$ ;  $(0, 0) \rightarrow (-1, 1)$  at  $\Delta Q_t \geq Q_{tC}$ , где  $Q_{tC} = Q'_t + 2\eta e$ . Порог амплитуды вычисляется как  $Q_{tA} = 0,6e$  (взятый из первой ступеньки графика  $P$  на рисунке 2.11(a)),  $\eta = 1,67$ ,  $Q_{tB} = 3,3e$  и  $Q_{tC} = 3,9e$ , и это показано на рисунке 2.11(a-b) пунктирными вертикальными линиями. Обращаем внимание, что вероятность заряда оказаться в ловушке при амплитуде импульса  $\Delta Q_t > 4,5e$  достигает единицы на рисунке 2.11(a). Это доказывает, что как только заряд попадает в ловушку, он обнаруживается со 100% вероятностью. Для достижения наибольшей эффективности мы установили рабочую точку SET на  $N_{t0}$ , где либо одна, либо две квазичастицы в ловушке дают отрицательное переключение тока SET, а амплитуду импульса на  $\Delta Q_t \approx 3,5e$ , при которой две квазичастицы могут уйти в ловушку.

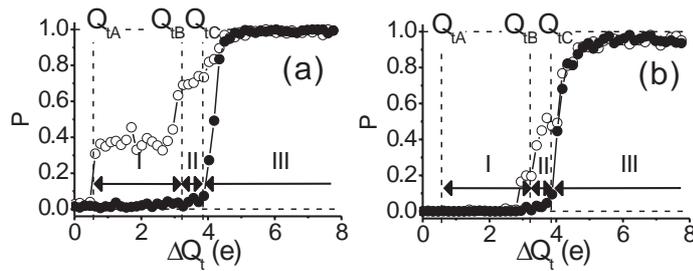


Рисунок 2.11 – Зависимость  $P$  от амплитуды считываемого импульса  $\Delta Q_t$  с  $\pi$ -импульсом и без него (открытые и сплошные кружки соответственно). (a)  $P$ , измеренный при  $N_{t0}$  (см. рис. 2.9(b)). (b)  $P$ , измеренный при  $N_{t2}$ . На графиках можно выделить три различные области: (I) конечная вероятность обнаружения возбужденного состояния находится только в положении  $N_{t0}$ ; (II) конечные вероятности обнаружения возбужденного состояния находятся в положениях  $N_{t0}$  и  $N_{t2}$ ; (III) переключатели обнаруживаются, даже если кубит находится в состоянии  $|0\rangle$ . Пороговые амплитуды  $Q_{tA}$ ,  $Q_{tB}$ ,  $Q_{tC}$  получены для процессов релаксации от коробки к ловушке  $(2, 0) \rightarrow (1, 1)$ ,  $(1, 1) \rightarrow (0, 2)$  и  $(0, 0) \rightarrow (-1, 1)$ , соответственно.

На рисунке 2.12(a, b) показана динамика временной релаксации состояний кубита. Рисунок 2.12(a) показывает вероятность  $P$  обнаружить дополнительный заряд в ловушке, когда вводится временная задержка  $t_d$  между управляющим  $\pi$ -импульсом и импульсами считывания. Экспоненциальный спад  $P$  может быть объяснен туннелированием в резервуар (предположительно, с помощью

энергетически осуществимого туннелирования куперовской парой  $(2, 0) \rightarrow (0, 0)$  потому, что альтернативная релаксация квазичастиц в ловушку через высокоомный переход блокируется на  $2\Delta$ , когда ловушка не смещена. Скорость релаксации в резервуар, полученная из подгонки (сплошная кривая), составляет  $\beta = (220 \text{ нс})^{-1}$ . На рисунке 2.12(b) показана динамика релаксации состояния  $|1\rangle$  в зависимости от длительности импульса считывания  $t_r$  ( $t_d \approx 0$ ). Эта релаксация в основном определяется затуханием квазичастиц в ловушке со скоростью  $\alpha$  ( $\alpha \gg \beta$ ). На рисунке 2.12(b) показана динамика релаксации  $|0\rangle$ -состояния (“темные” переключатели) в ловушке. Эти “темные” переключения, предположительно, могут быть описаны следующим процессом  $(0, 0) \rightarrow (-2, 2)$ , со слабой скоростью релаксации  $\gamma = (4100 \text{ нс})^{-1}$ , полученной в результате подгонки данных по  $1 - \exp(-\gamma t_r)$  (сплошная кривая).

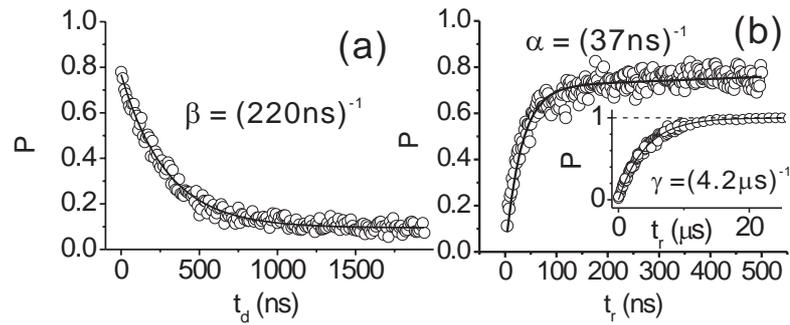


Рисунок 2.12 – (a)  $P$  в зависимости от задержки между управляющим  $\pi$ -импульсом и импульсом считывания  $t_d$ . Сплошная линия представляет собой экспоненциальный фит со скоростью затухания  $\beta = (220 \text{ нс})^{-1}$ . (b) Вероятность обнаружения состояний  $|1\rangle$ , создаваемых  $\pi$ -импульсом, как функция длительности импульса считывания  $t_r$ . Сплошная кривая является результатом подгонки  $m(t)$  с использованием уравнения (2.4), нормализованного с помощью  $n_{tot}$ , с параметрами подгонки  $n_0^*$  и  $\alpha$  ( $n_0^*/n_{tot} = 0,87$  и  $\alpha = (37 \text{ нс})^{-1}$ ). Вставка показывает вероятность без  $\pi$ -импульсов.  $P$  задается значением  $1 - \exp(-\gamma t_r)$  с  $\gamma = (4,1 \text{ мкс})^{-1}$ .

Давайте рассмотрим динамику релаксации более подробно. Число возбужденных состояний,  $n^*$ , уменьшается в течение интервала времени  $[t, t + dt]$ , поскольку  $dn^*(t) = -\gamma n^*(t)dt + \beta n^*(t)dt$ . Число состояний в конфигурации  $(0, 0)$ ,  $n(t)$ , изменяется, в свою очередь, как  $dn(t) = -\gamma n^*(t)dt + \beta n^*(t)dt$ . Мы

также можем записать выражение для количества событий, при которых обнаруживается, что ловушка заряжена:  $dm(t) = \alpha n^*(t)dt + \gamma n(t)dt$ . Решая эти уравнения с начальными условиями  $n^*(0) = n_0^*$ ,  $n(0) = n_{tot} - n_0^*$  и  $m(0) = 0$ , мы находим

$$m(t) = n_{tot}[1 - \exp(-\gamma t)] + n_0^* \frac{\alpha - \gamma}{\alpha + \beta - \gamma} [\exp(-\gamma t) - \exp(-(\alpha + \beta)t)]. \quad (2.4)$$

Мы аппроксимируем данные, приведенные на рисунке 2.12(b) кривой  $P = m(t)/n_{tot}$  с  $m(t)$ , взятой из уравнения (2.4), с двумя параметрами фита  $\alpha$  и  $n_0^*$ . Фит дает  $\alpha = (37 \text{ нс})^{-1}$  и  $n_0^*/n_{tot} = 0,84$ , что означает, что эффективность преобразования  $|0\rangle$  в  $|1\rangle$  с помощью управляющего  $\pi$ -импульса составляет 84%.

Если длительность импульса считывания  $t = t_r$  удовлетворяет условиям  $\gamma \ll t_r - 1 \ll \alpha + \beta$ , то уравнение (2.4) можно упростить до

$$m(t) = n_0^* \frac{\alpha}{\alpha + \beta} + \gamma t_r \left[ n_{tot} - n_0^* \frac{\alpha}{\alpha + \beta} \right]. \quad (2.5)$$

Используя уравнение (2.5), можно оценить эффективность однократного считывания. Мы вводим вероятность  $P_y(x)$  найти ловушку заряженной ( $y = 1$ ) или незаряженной ( $y = 0$ ), когда кубит находится в  $|x\rangle$ -состоянии  $x$  равно либо 0, либо 1). Согласно определению  $P_y(x)$ ,  $P_0(0) + P_1(0) = 1$  и  $P_0(1) + P_1(1) = 1$ . Общее количество обнаруженных событий, выраженное в терминах этих вероятностей, может быть записано как  $m = n_0^* P_1(1) + (n_{tot} - n_0^*) P_1(0)$ . Сравнивая последнее выражение с уравнением (2.5), мы находим

$$P_1(1) = \frac{\alpha + \beta \gamma t_r}{\alpha + \beta}, \quad (2.6)$$

$$P_1(0) = \gamma t_r. \quad (2.7)$$

Подтверждая, что длительность нашего импульса считывания  $t_r = 300$  нс удовлетворяет необходимому условию для уравнения (2.5),  $\gamma \ll t_r^{-1} \ll \alpha + \beta$ , мы из уравнений (2.6) и (2.7) находим, что вероятность обнаружения состояния  $|1\rangle$  равна  $P_1(1) = 0,87$ , а состояние  $|0\rangle$  равно  $P_0(0) = 0,93$  ( $P_1(0) = 0,07$ ). Эффективность считывания может быть дополнительно повышена за счет оптимизации скорости релаксации. Полученные вероятности согласуются со средней вероятностью колебаний в точке вырождения,  $\langle P \rangle = [\langle n_0^* \rangle P_1(1) + (n_{tot} - \langle n_0^* \rangle) P_1(0)] / n_{tot} = 0,47$  (пунктирная черная линия на рисунке 2.10(c)), где  $\langle n_0^* / n_{tot} \rangle = 0,5$ .

Таким образом, мы впервые продемонстрировали возможность однократного считывания и достигли высокой эффективности. Фактически мы считываем состояние  $|0\rangle$  или  $|1\rangle$  и запоминаем его в классической ячейке памяти. Дальше этот заряд может быть считан или обработан классическими методами. Эта работа выходит за рамки квантовых вычислений. Такой способ считывания: в частности, состояния с одной избыточной куперовской парой может быть использован для создания однофотонных детекторов: если в результате поглощения фотона образуется элементарный избыточный заряд.

Слабое микроволновое излучение может резонансно возбудить кубит вблизи точки вырождения из основного состояния в возбужденное с конечной вероятностью. Возбужденное состояние затем может быть преобразовано в состояние заряда  $|1\rangle$  путем адиабатической развертки напряжений на управляющем затворе (относительно медленное изменение напряжения на затворе вынуждает систему двигаться вдоль собственной энергии) и обнаружено схемой однократного считывания.

### 2.3 Квантовый шум в джозефсоновских зарядовых кубитах

Для контроля квантовых состояний, а также для реализации эффектов квантовой оптики на чипе важно понимать механизмы потери квантового состояния – механизмы декогеренции. Мы изучаем декогеренцию джозефсоновского зарядового кубита посредством измерения времён релаксации энергии и дефазировки с помощью однократного считывания. Обнаружено, что энергетическая релаксация вызвана квантовым шумом, спектральная плотность которого на высоких частотах примерно пропорциональна энергии возбуждения кубита. При низких энергиях квантовый шум приближается к  $1/f$  классическому спектру шума. Основываясь на экспериментальных данных, мы предлагаем модель, в которой классические  $1/f$  и квантовые  $f$  шумы вызваны флуктуаторами заряда.

К моменту этой работы был достигнут значительный прогресс в экспериментах на кубитах Джозефсона [17, 50, 51, 52, 63, 60, 64]. Тем не менее, предстояло и предстоит пройти долгий путь, прежде чем можно будет создать квантовые компьютеры. Это связано с тем, что кубиты должны удовлетворять ряду жестких требований. Одним из таких требований является большое время когерентности, что подразумевает слабое взаимодействие с окружающей средой. Твердотельные кубиты подвержены влиянию шума, исходящего от электрического окружения, и электромагнитных колебаний в подложке. Поэтому, чтобы улучшить характеристики кубитов, очень важно понимать детальный механизм декогеренции.

Декогеренция маленьких джозефсоновских систем изучалась в ряде теоретических работ (см., например, [49, 48]). В нескольких ранних экспериментах было измерена декогеренция зарядовых джозефсоновского кубитов. Например, в экспериментах с зарядовым эхом дефазировка зарядового кубита была измерена вдали от точки вырождения заряда [62]. Кроме того, релаксация возбужденных состояний зарядовых кубитов вне точки вырождения была измерена в Ref. [70, 71]. Дефазировка и энергетическая релаксация изучались в точке вырождения для

кубита с отношением зарядовой энергии к джозефсоновской близко к единице, для которого зарядовый шум также может быть важен [50]. Чтобы понять природу декогеренции необходимо систематическое исследование.

В этой работе мы систематически измеряем и анализируем релаксацию энергии кубита в широком диапазоне параметров. Было обнаружено, что релаксация вызвана квантовым шумом с приблизительно линейной частотной зависимостью. Мы предлагаем модель, в которой квантовый шум вызван зарядовыми флуктуаторами. Такие флуктуаторы создают как классический  $1/f$  шум, так и квантовый  $f$  шум.

Образец, схематично изображенный на рисунке 2.13(а), состоит из кубита и считывающей схемы [72]. Кубит представляет собой куперовский бокс (металлический остров), соединенный с резервуаром через туннельный переход в СКВИД-геометрии с эффективной джозефсоновской энергией  $E_J$ , которая контролируется внешним магнитным полем. К кубиту подсоединена схема считывания, которая содержит островок ловушки заряда и электрометр – одноэлектронный транзистор. Ловушка соединена с островком через туннельный переход с высоким нормальным сопротивлением. Для считывания зарядового состояния острова ловушка смещается импульсом считывания, подаваемым на электрод считывания, так, что если остров находится в возбужденном состоянии, дополнительная куперовская пара туннелирует в последовательном процессе из двух квазичастиц, а затем измеряется с помощью SET. Обращаем внимание, что квантовые состояния не разрушаются измерительной схемой до тех пор, пока не приложен импульс считывания, поскольку SET эффективно отделен от кубита. Мы обозначаем взаимную и собственную емкости островов через  $C_{ij}$  и  $C_i$ , где  $i$  и  $j$  – символы  $b$ ,  $t$ ,  $s$ , обозначающие острова box, trap и SET, соответственно. Значения емкостей следующие:  $C_b \approx 0,6$  фФ,  $C_t \approx C_s \approx 1$  фФ,  $C_{bt} \approx 0,03$  фФ,  $C_{st} \approx 0,1$  фФ. Зарядовая энергия острова  $E_c \approx e^2/2C_b = 130$  мкэВ. Резервуар представляет собой большой остров, гальванически изолированный от внешней среды, с его емкостью по отношению к плоскости заземления порядка 0,1 нФ. SET обычно смещен в

положение пика джозефсоновского квазичастичного цикла [58] с максимальным током около 100 пА.

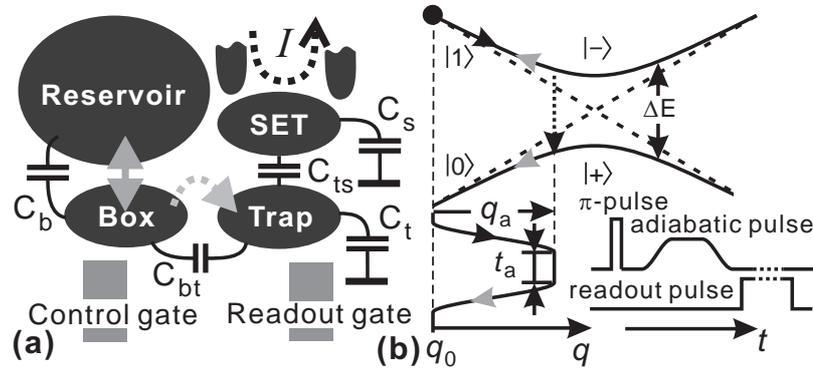


Рисунок 2.13 – (а) Схематическое представление устройства. (б) Диаграмма манипулирования состояниями для измерений релаксации. На вставке показана последовательность рабочих импульсов.

Состояния кубита в зарядовом базисе  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  (без и с дополнительной куперовской пары в острове). Гамильтониан острова может быть записан как

$$H = \frac{\Delta E}{2} (\sigma_z \cos \theta - \sigma_x \sin \theta), \quad (2.8)$$

где  $\sigma_z$ ,  $\sigma_x$  – Паули матрицы,  $\Delta E = (U^2 + E_J^2)^{1/2}$ ,  $U = 2eq/C_b$  – разница электростатических энергий между соседними зарядовыми состояниями островка,  $q$  – заряд, индуцированный на острове от точки вырождения и  $\theta = \arctan(E_J/U)$ . Собственные состояния двухуровневой системы  $|+\rangle = \cos \theta/2 |0\rangle + \sin \theta/2 |1\rangle$  и  $|-\rangle = -\sin \theta/2 |0\rangle + \cos \theta/2 |1\rangle$ , с соответствующими энергиями  $-\Delta E/2$  и  $\Delta E/2$ . На рисунке 2.13(b) схематично показана энергетическая диаграмма кубита в зависимости от  $q$ . Сплошные и пунктирные линии представляют собственные энергии и электростатические энергии, соответственно. Обычно кубит смещается в точку  $q_0$ , где  $U \gg E_J$  и собственные состояния почти чисто  $|+\rangle \approx |0\rangle$  и  $|-\rangle \approx |1\rangle$ . Начиная с основного состояния  $|0\rangle$ , мы прикладываем прямоугольный (неадиабатический) импульс, приводящий систему в точку вырождения ( $\theta = \pi/2$ ) на время  $t_p$ , в котором

волновая функция свободно эволюционирует как  $|\psi(t)\rangle = \cos \omega_J t |0\rangle + \sin \omega_J t |1\rangle$ , где  $\omega_J = E_J/2\hbar$ . Когда длительность импульса  $t_p = \pi/\omega_J$  ( $\pi$ -импульс), эволюция приводит к состоянию  $|\psi(t_p)\rangle = |1\rangle$ .

Для измерения динамики энергетической релаксации возбужденного состояния  $|-\rangle$  мы используем комбинацию  $\pi$ -импульса и адиабатического импульса (импульс с медленным временем нарастания и спада). Манипуляции системой схематично показаны на рисунке 2.13(b): (i) на остров подается  $\pi$ -импульс для подготовки возбужденного состояния  $|1\rangle$ ; (ii) на остров подается адиабатический импульс (с пологим фронтом), так что фронт его нарастания сдвигает систему вдоль возбужденного состояния  $|-\rangle$  в точку смещенную на  $q_a$  от  $q_0$ , где релаксация из возбужденного состояния  $|-\rangle$  в основное состояние  $|+\rangle$  происходит с конечной вероятностью, зависящей от  $t_a$ ; (iii) задний фронт адиабатического импульса преобразует возбужденное состояние  $|-\rangle$  в зарядовое состояние  $|1\rangle$ , в то время как основное состояние  $|+\rangle$  в состояние  $|0\rangle$ . Можно также изучать динамику релаксации при произвольном значении  $q$  путем измерения вероятностей состояний  $|1\rangle$  как функцию времени  $t_a$ .

Мы исследуем два образца (I и II) одинаковой геометрии при температуре 50 мК. В результате многих импульсов мы находим вероятность  $P$  возбужденного состояния  $|1\rangle$  [72]. Вставка на рисунке 2.14(a) иллюстрирует типичный спад  $P$  возбужденных состояний, измеренный как функция  $t_a$  при  $q = -0,36 e$  образца I. Мы получаем скорость релаксации энергии  $\Gamma_1$ , аппроксимируя экспериментальные данные функцией  $A \exp[-\Gamma_1 t_a] + B$  тремя параметрами  $A$ ,  $B$  и  $\Gamma_1$ . Амплитуда  $A$  зависит от эффективности манипуляций с состояниями  $t_a = 0$  и является постоянной при каждом фиксированном  $q$ , поскольку все другие параметры (длительности импульсов, времена задержки и амплитуды импульсов) сохраняются неизменными в пределах одного измерения точки данных.

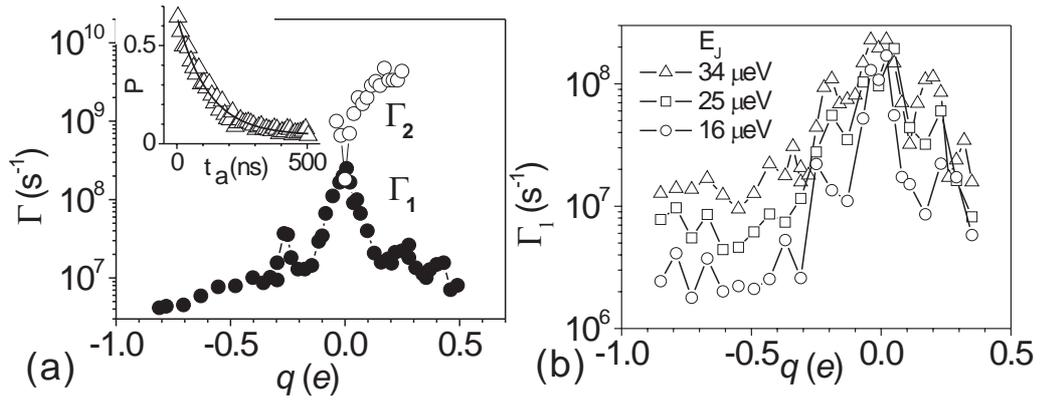


Рисунок 2.14 – (а) Скорость релаксации энергии  $\Gamma_1$  (черные точки) в зависимости от наведенного заряда  $q$  образца I ( $E_J = 21$  мкэВ) и скорости декогеренции  $\Gamma_2$ . Вставка иллюстрирует уменьшение вероятности  $P$  (измеренной при  $q = -0,36e$ ) обнаружения заряда в ловушке в зависимости от длительности адиабатического импульса  $t_a$ .  $\Gamma_1$  получается из экспоненциальной подгонки спада. (б)  $\Gamma_1$ , измеренный в образце II для трех различных джозефсоновских энергий.

Рисунки 2.14 (а, б) показывают  $\Gamma_1$  как функцию  $q$ . На рисунке 2.14(а) показано  $\Gamma_1$  (черные точки), измеренное при  $E_J = 20$  мкэВ образца I. Для этого образца,  $\Gamma_2$  (открытые кружки) также выводятся в ограниченном диапазоне  $q$  как затухание когерентных колебаний. На рисунке 2.14(б) показаны зависимости  $\Gamma_1$ , измеренные для трех различных джозефсоновских энергий:  $E_J = 16$  мкэВ (открытые кружки),  $E_J = 25$  мкэВ (квадраты) и  $E_J = 34$  мкэВ (треугольники) образца II. Зависимости  $E_J$  от скорости релаксации  $\Gamma_1$  для образца II при фиксированных адиабатических амплитудах импульсов показаны на рисунке 2.15.  $\Gamma_1$  в точке  $q = -0,8 e$  ( $\Delta E = 400$  мкэВ) представлено незамкнутыми кружками, в то время как  $\Gamma_1$  при  $q_a = 0$  (точка вырождения,  $U = 0$ ) представлено черными точками.

Флуктуации в зарядовом кубите, связанные с зарядовой степенью свободы, по-видимому, являются основным источником декогеренции. Если энергия колебаний кубита из-за зарядового шума характеризуется спектральной плотностью  $S_U(\omega)$ , релаксация задана (см., например, [73])

$$\Gamma_1 = \frac{\pi S_U(\omega) \sin^2 \theta}{2\hbar^2}. \quad (2.9)$$

Здесь мы определяем спектральную плотность случайного процесса  $f(t)$  как

$$S_f(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^T f(\tau + t) f(t) e^{-i\omega t} dt d\tau \right].$$

Общее поведение  $\Gamma_1$  на рисунке 2.14(a), (b)  $\Gamma_1$  уменьшается от точки вырождения) и описывается с помощью угла  $\theta$ , который определяется через выражение  $\sin^2 \theta = E_J^2 / (E_J^2 + U^2)$ . Когда  $\Delta E \gg E_J$ , уравнение (2.9) можно переписать в виде

$$\Gamma_1 \approx \frac{\pi S_U(\omega) \left( \frac{E_J}{U} \right)^2}{2\hbar^2},$$

где частота  $\omega = U/\hbar$ .

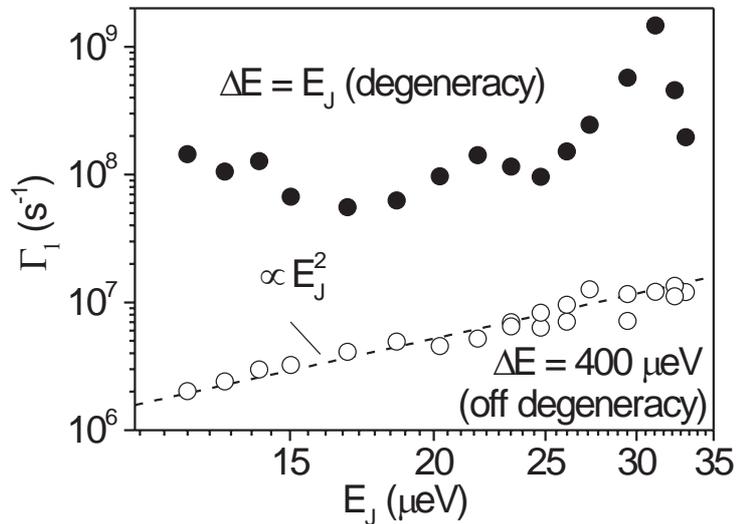


Рисунок 2.15 – (а) Скорость релаксации  $\Gamma_1$  как функция  $E_J$ , измеренная в точке вырождения (замкнутые кружки) и вне точки вырождения (разомкнутые кружки) при  $\Delta E = 400$  мкэВ для образца I.

Экспериментально измеренное  $\Gamma_1$  при  $\Delta E = 400$  мкэВ (открытые кружки на рисунке 2.15) имеет четкую зависимость от  $E_J^2$  (пунктирная кривая). В точке вырождения,  $\Gamma_1 = \pi S_U(\omega_J)/2\hbar^2$ , где  $\omega_J = E_J/\hbar$  (черные точки на рисунке 2.15) непосредственно воспроизводит частотную зависимость  $S_U$ .

Мы утверждаем, что в нашем хорошо электрически изолированном устройстве релаксация не может быть объяснена спонтанным излучением в линии управления и в схему считывания. Мы оцениваем скорость релаксации в наиболее чувствительной (к релаксации) точке к зарядовому шуму – точке вырождения ( $\theta = \pi/2$ ). Релаксацию, вызванную связью с “омическим” окружением через управляющие электроды, можно оценить с помощью уравнения (2.9). Действительная часть импеданса электрода (gate)  $\text{Re}[Z_g] \approx 100 \Omega$  при  $\hbar\omega \gg kT$  и сила связи к кубиту  $\kappa_g$ .  $\kappa_g = C_{cg}/C_b = 2 \times 10^{-3}$  для контрольного электрода с емкостью электрод-остров  $C_{cg} \approx 1$  аФ и  $\kappa_g \approx C_{rg} C_{bt}/C_b C_t = 5 \times 10^{-3}$  для считывающего электрода с электрод-ловушка емкостью  $C_{rg} \approx 10$  аФ. Подставляя эти константы в спектр шумов  $S_U = (2 e^2 \kappa^2 / \pi) 2 \text{Re}[Z_g] \hbar\omega$ , мы получаем  $\Gamma_1 \approx 100 \text{ s}^{-1}$  для  $\kappa_g = 5 \times 10^{-3}$  для частоты  $\omega = 2\pi \times 5$  ГГц. Аналогично, мы оцениваем верхний предел наведенного шума на измерительном SET, где связь SET-электрод  $\kappa_{sb} \approx C_{st} C_{tb}/C_t C_b = 5 \times 10^{-3}$  и действительная часть его импеданса  $Z_{SET} = r/(1 + i\omega r C_s)$  ( $r \approx 100 \text{ k}\Omega$  – эффективное сопротивление двух параллельных ОДТ переходов). Для  $\omega > 2\pi \times 5$  ГГц,  $\text{Re}(Z_{SET}) \approx (\omega^2 r C_s^2)^{-1}$  и  $\text{Re}[Z_{SET}] < 3 \text{ k}\Omega$ ,  $\Gamma_1 < 10^6 \text{ s}^{-1}$ . Декогеренция, индуцированная шумом измерительного тока SET, порождает классический шум ( $S_E(\omega) = S_E(-\omega)$ ), что приводит к одинаково заселенным возбужденному и основному состояниям, а не к релаксации. Тем не менее, стоит показать, что измерительная цепь не является основным источником декогеренции кубита. Для тока SET  $I_s \approx 100$  пА, скорость туннелирования электронов  $I_s/e \sim 10^9 \text{ s}^{-1}$ , что, в нашем случае  $\omega > 2\pi I_s/e$ , наводит шум  $S_U \approx 4/\pi e^2 (e^2/C_s)^2 \kappa_{sb}^2 (I_s/e)/\omega^2$ . Соответствующая скорость релаксации при  $\omega > 2\pi \times 5$  ГГц составляет  $\Gamma_1 < 3 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ .

Известно, что одним из основных источников низкочастотного шума для нанометровых зарядовых устройств являются флуктуации заряда в подложке, который задается как

$$S_q(\omega) = \frac{\alpha}{2|\omega|}. \quad (2.10)$$

Этот спектр определен как для положительных, так и для отрицательных частот. Параметр  $\alpha$  был измерен в устройствах с похожими геометриями и процессом изготовления. Было установлено, что  $\alpha = (1.3 \times 10^{-3} e)^2$ . Это значение очень характерно для  $1/f$  шума, измеренного в других работах [74, 75]. В экспериментах с зарядовым эхо было показано, что  $1/f$  шум экстраполированный до гигагерцевого диапазона разумно описывает дефазировку зарядового кубита. В случае приближения гауссовского шума от многих флуктуаторов, слабо связанных с кубитом, когерентные колебания дефазироваются как  $\exp[-\varphi(t)]$ , так как случайная фаза

$$\varphi(t_c) \approx \frac{\cos^2 \theta}{\hbar^2} \int_{\omega_0}^{\infty} S_U(\omega) \left( \frac{2 \sin\left(\frac{\omega t_c}{2}\right)}{\omega} \right)^2 d\omega, \quad (2.11)$$

накапливается на частотах  $|\omega| \leq 2\pi/t_c$ , где

$$S_U(\omega) = \left( \frac{4E_C}{e} \right)^2 S_q(\omega).$$

Фазовая декогеренция определяется как  $\varphi(T_2) = 1$ , где  $T_2 = \Gamma_2^{-1}$ . Принимая спектр шума из ур. (2.10), мы можем найти параметр  $\alpha = \eta \hbar e / (E_C T_2 \cos \theta)$ , где  $\eta$  – численный коэффициент, с крайне слабой зависимостью от нижней границы по частоте  $\omega_0$ . Принимая  $\omega_0 = \pi/\tau_m$  с типичным временем измерения одной точки данных  $\tau_m = 1$

сек, находим  $\eta \approx 0.053$ . Подставляя экспериментально измеренных  $T_2$  образец, мы получаем  $\alpha \approx (1,3 \times 10^{-3} e)^2$ .

Рисунок 2.16(a) обобщает пересчитанные спектры шума  $\Gamma'_1 = \pi S_U / 2\hbar^2$  выведенные из зависимостей  $\Gamma_1$  в соответствии с уравнением (2.9):  $\Gamma'_1 = \Gamma_1 / \sin^2 \theta$ .  $\Gamma'_1$  выведенное из  $\Gamma_1 - q$  зависимостей для образца I показано черными точками, в то время как  $\Gamma'_1$  для образца II с разными  $E_J$  показано открытыми кружками. Кроме того,  $\Gamma'_1 = \Gamma_1$ , измеренное в точке вырождения образца II отображается с помощью открытых треугольничков. Мы также показываем  $\Gamma'_1$  для  $1/f$  шума с  $\alpha = (1,3 \times 10^{-3} e)^2$  (см. уравнение (2.10)) пунктирной линией.  $\Gamma'_1$  на рисунке 2.16(a) демонстрируют рост с увеличением  $\omega$ . Пунктирная линия иллюстрирует линейную зависимость (как в случае “омического” окружения), которую мы представляем в виде  $2R\hbar\omega e^2/\hbar^2$  с  $R = 6$  Ом.

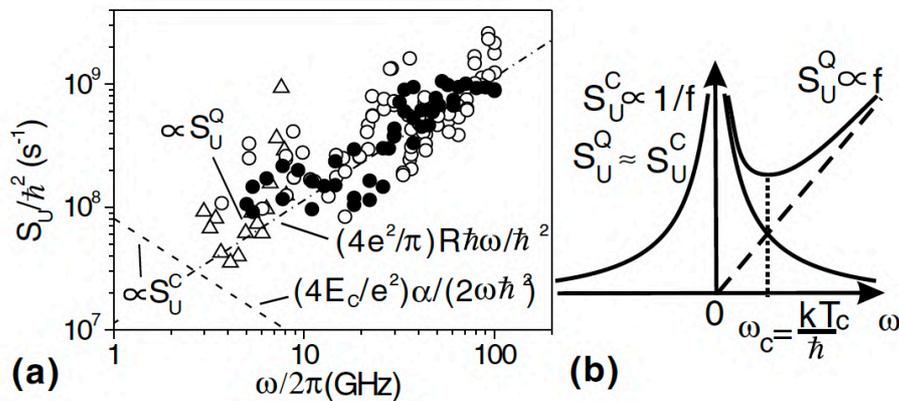


Рисунок 2.16 – (а) – Шум  $S_U/\hbar^2$ , полученный из зависимостей  $\Gamma_1 - q$  образца I (черные точки) и образец II (открытые кружки). Открытые треугольнички показывают  $\Gamma_1$  зависимости образца II в точке вырождения. Пунктирная линия представляет линейный рост  $(4e^2/\pi)R\hbar\omega/\hbar^2$  ( $f$  шум) с  $R = 6$  Ом. Пунктирная линия – это шумы  $1/f$  и  $f$  из уравнения (2.10) с  $\alpha \approx (1,3 \times 10^{-3} e)^2$ , полученные в результате измерений  $\Gamma_2$ . Дополнительная пунктирная линия представляет собой сумму. (б) схематическое изображение классического  $S_U^C(\omega)$  и квантового  $S_U^Q(\omega)$  шумов.

Фактический рост экспериментальных данных не монотонный, а с некоторыми резонансными пиками, например, на частотах 7 и 30 ГГц. Это,

вероятно, отражает связь с некоторыми резонансами, которые могут быть двухуровневыми осцилляторами или просто геометрическими резонансами в держателе образцов.  $\Gamma'_1$  пересекается с  $1/f$ , (пунктирная линия) на низких частотах. Частота пересечения кривых  $1/f$  и  $f$  составляет  $\omega_c = 2\pi \times 2$  ГГц, что формально соответствует температуре  $T_{eff} = \hbar\omega_c/k = 100$  мК.

Мы обнаружили, что  $T_{eff}$  очень близка к ожидаемой температуре электронов. Этот факт позволяет нам предложить следующую модель, которая может объяснить измеренные спектры шума. Мы предполагаем, что основной шум возникает из-за флуктуаций заряда бассейна флуктуаторов при эффективной температуре  $T_{eff}$ , слабо связанных с кубитом. Чистая дефазировка должна быть вызвана флуктуаторами в тепловом равновесии, которые производят классический шум  $S_U^C$ , тогда как энергетическая релаксация вызывается квантовым шумом  $S_U^Q$ :  $(S_U^Q(|\omega|) > S_U^Q(-|\omega|))$ . А именно, “горячий” кубит ( $\Delta E > kT_{eff}$ ) может только отдавать избыточную энергию  $E$  в холодное окружение из бассейна флуктуаторов. На микроскопическом уровне это означает, что избыточная энергия  $\Delta E$  может возбуждать флуктуаторы “холодного” бассейна, которые изначально не возбуждены (не дают вклада в  $S_U^Q$ ). На рисунке 2.16(b) схематично представлено поведение шума, продолженное на отрицательный частотный диапазон.  $S_U^Q$  почти совпадает с  $S_U^C$  на низких частотах  $\hbar\omega < kT_{eff}$  (“горячие” флуктуаторы), потому что кубит имеет равные шансы излучать и поглощать энергию. Как мы обсуждали выше, ожидается, что  $S_U^C$  будет иметь зависимость  $1/f$ , в то время как  $S_U^Q$  примерно пропорциональна  $f$  согласно нашим экспериментальным данным и согласуется с картиной “омического” окружения.

В рамках этой модели можно предсказать классический шум, если известна энергия релаксации. Например, в обсуждаемом случае  $1/f$  и  $f$  шумов, если поглощающая  $f$ -часть  $S_q^Q = \beta\hbar\omega$ , при  $\omega \gg \omega_c$  ( $S_U = (4E_c/e)^2 S_q$ ,  $1/f$  – классической шум может быть найден из условия  $\alpha/2\omega_c = \beta\hbar\omega_c$ , где  $\beta$  – параметр, зависящий от температуры. Соответствующий квантовый шум:

$$S_q^Q = \frac{\beta(kT_{eff})^2}{\hbar|\omega|} + \beta\hbar\omega\Theta(\omega), \quad (2.12)$$

где первый член – классический  $1/f$  шум  $S_U^C(\omega)$  и второй  $f$  квантовый шум  $S_U^Q$ ,  $\Theta(\omega)$  – ступенчатая функция. Как следует из уравнения (2.12), в этой модели  $\alpha = \beta(kT_{eff})^2/\hbar$  ожидается, что будет пропорциональна  $T_{eff}^2$  в силу масштабной инвариантности. Такая температурная зависимость шума  $1/f$  была предсказана в работе [76].

Мы хотели бы отметить, что скорость релаксации  $\Gamma_1$  в наших экспериментах согласуется с данными, полученными другими группами. Если мы предположим, что релаксация энергии определяется связью кубита с зарядовыми флуктуаторами, то  $\Gamma_1 \propto E_c^2 E_J$  в точке вырождения, где  $\hbar\omega \approx E_J$  для зарядовых кубитов. Например, для кубита с аналогичным (хотя и меньшим)  $E_c^2 E_J$  в работе [70]  $\Gamma_1$  в точке вырождения оценивалось как около  $(10 \text{ нс})^{-1}$ . Для кубита с примерно в 10 раз меньшим  $E_c$  и похожим на наш  $E_J$  [50],  $\Gamma_1$  было найдено около  $(1 \text{ мкс})^{-1}$ , что примерно в 100 раз меньше, по сравнению с нашим.

Наконец, мы приходим к выводу, что спектры шума, показанные на рисунке 2.16(a), могут быть вызваны бассейном флуктуаторов с широким набором параметров. На низких частотах флуктуаторы должны создавать  $1/f$  классический спектр шума  $S_U^Q(\omega)$ , приводящий к дефазировке кубитов. Однако на высоких частотах  $\omega > kT_{eff}/\hbar$  релаксация кубитов вызвана квантовым шумом  $S_U^Q(\omega)$ , который может происходить от той же группы флуктуаторов. Квантовый шум имеет тенденцию совпадать с классическим шумом  $S_U^Q(\omega) = S_U^C(\omega)$  при  $\omega < kT_{eff}/\hbar$ .

## 2.4 $1/f$ шум в зарядовых кубитах на аморфном диэлектрике

Из работы [77] следует гипотеза о том, что если частота кроссовера  $\omega_c$  линейно зависит от температуры, то сила зарядового шума  $1/f$  должна быть пропорциональна квадрату температуры (зависимость от  $T^2$ ). Это противоречит линейной температурной зависимости такого шума в стеклах [78]. Температурная зависимость дает важную информацию о плотности состояний флуктуаторов и поможет проверить различные теоретические модели  $1/f$  шума. Такой шум ранее интенсивно изучался в работах [79, 80, 81, 82, 83]. В некоторых работах предполагалась  $T^2$ -зависимость шума [77]. В более ранних работах обобщалось, что шум SET увеличивается с температурой и насыщается в диапазоне низких температур [84]. В этой работе ожидалась квадратичная температурная зависимость, но фактически она не была продемонстрирована.

В этом разделе мы изучаем температурную зависимость шума  $1/f$  в джозефсоновских зарядовых кубитах путем измерения транспорта по постоянному току с помощью одноэлектронного транзистора. Мы обнаружили, что шум растет как квадрат температуры в диапазоне 0,2 – 1 К. Мы также изучили влияние температуры на дефазировку когерентных осцилляций. Затухание когерентных осцилляций вдали от точки вырождения электростатической энергии последовательно объясняется дефазировкой из-за низкочастотного зарядового шума  $1/f$ . В дополнение, мы кратко обсудим феноменологические модели зависимости  $T_2$ .

Для изучения температурной зависимости мы изготовили кубиты с той же геометрией и свойствами перехода, что и кубиты, использованные в работе [77]. Структура Al изготовлена поверх изоляционного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 400 нм, нанесенного на золотую пленку. Общая емкость острова кубита составляет около 600 аФ (энергия заряда  $E_C = e^2/2C \approx 130$  мкэВ) и в основном формируется его джозефсоновским переходом. Вместо острова-ловушки, использованного в [77], мы изготовили электрический провод, подключенный к кубиту через небольшой

высокоомный туннельный переход с сопротивлением 10 – 50 МОм (как это было в наших предыдущих работах [17, 62]) для измерения тока через бит в режиме SET.

Мы используем кубит в качестве SET и измеряем низкочастотный зарядный шум, который вызывает флуктуации положения пика одноэлектронного транзистора. Температурная зависимость шума измеряется в диапазоне температуры 50 мК до 900 – 1000 мК. SET обычно смещен по напряжению на величину  $V_b = 4\Delta/e$  ( $\sim 1$  мэВ), где наблюдаются кулоновские осцилляции квазичастичного тока. Положение резонансного пика при различных температурах показано на рисунке 2.17(a).

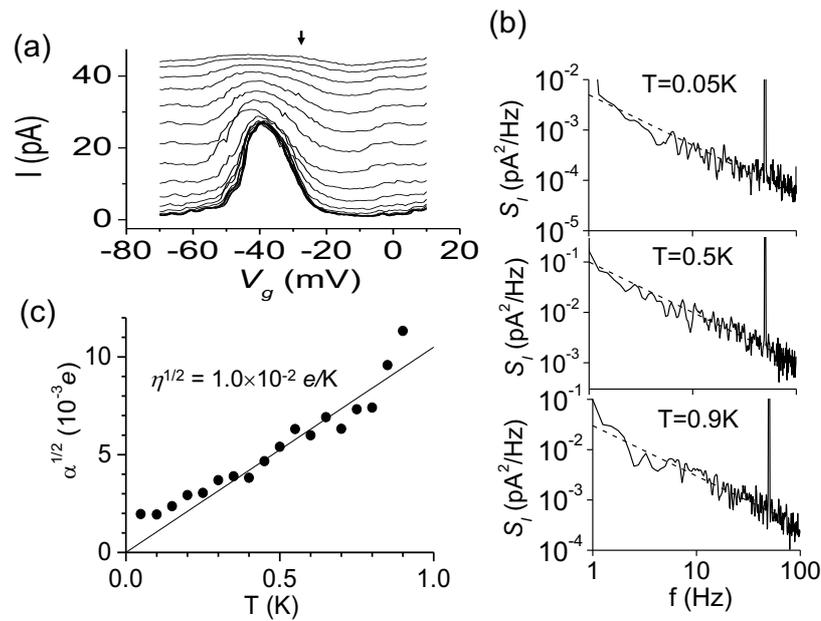


Рисунок 2.17 – (a) Кулоновский пик SET при различных температурах. (b) Примеры спектров шумов тока при различных температурах, измеренных на склоне пика SET. Пунктирные линии представляют собой  $1/f$ -зависимость. (c) Температурная зависимость амплитуд  $\alpha^{1/2}$  спектров  $1/f$ -шума. Сплошная линия -  $\alpha^{1/2} = \eta^{1/2}T$  с  $\eta = (1,0 \times 10^{-2} e/K)^2$ .

Спектральная плотность шума тока измеряется при напряжении на затворе, на склоне пика SET (показан стрелкой). Спектры шума показывают почти  $1/f$  частотную зависимость (см. примеры токового шума  $S_I$  при различных

температурах на рисунке 2.17(b)), насыщаясь на более высоких частотах (обычно выше 10 – 100 Гц) на уровне шума измерительной схемы.) Мы также измеряем шум на вершине пика и в режиме кулоновской блокады. Как правило, спектры шума в двух последних случаях не зависят от частоты в измеряемом диапазоне частот (и обычно не превышают шум измерительной установки). Это говорит о том, что шум происходит от флуктуаций положения пика, которые могут быть переведены в флуктуации заряда в SET.

Чтобы получить спектральную плотность шума заряда  $1/f$

$$S_q(\omega) = \frac{\alpha}{\omega} \quad (2.13)$$

(определено для частот  $\omega > 0$ ) мы сначала берем низкочастотную часть спектральной плотности шума тока  $S_I(f)$  и затем пересчитываем его в  $\alpha$ , используя передаточную функцию  $dI/dV_g$  по наклону пика в точке измерения. Характерные значения  $\alpha$  порядка  $(10^{-3} e)^2$  при температурах ниже 0,2 К.

Результаты температурной зависимости  $\alpha$  представлены сплошными точками на рисунке 2.17(c).  $\alpha^{1/2}$  насыщается при температурах ниже 0,2 К на уровне  $(2 \times 10^{-3} e)^2$  и демонстрирует почти линейный рост при температурах выше 0,2 К с  $\alpha \approx \gamma T^2$ , где  $\gamma \approx (1,0 \times 10^{-2} e/K)^2$  (сплошная линия на рисунке 2.17(c)).  $T^2$ -зависимость  $\alpha$  наблюдается во многих образцах, хотя иногда шум не является точно  $1/f$ , имея отклонение от лоренцева спектра сильно связанного низкочастотного флуктуатора. В таких случаях во временных следах тока видны переключения от одного двухуровневого флуктуатора [85].

Чтобы избежать возможного влияния абсолютного значения тока, который меняется с температурой мы при каждой новой температуре регулируем положение на пике внешним напряжением, с тем чтобы держать ток постоянным. Кроме того мы дополнительно проверили, что шум не зависит от тока. Всё это говорит о том, что мы, действительно, меряем зарядовый шум. То есть шум, вызывающий флуктуации положения пика.

На рисунке 2.18(a) показаны температурные зависимости  $T^{1/2}$  для другого образца с аналогичной геометрией, снятые в диапазоне частот от 0,1 Гц до 10 Гц при токе смещения, настроенном примерно на  $I = 12 \pm 2$  пА. Прямая линия на графике  $\alpha^{1/2} = \eta^{1/2} T$ , что соответствует  $T^2$ -зависимости  $\alpha$  с  $\eta \approx (1,3 \times 10^{-2} e/K)^2$ .

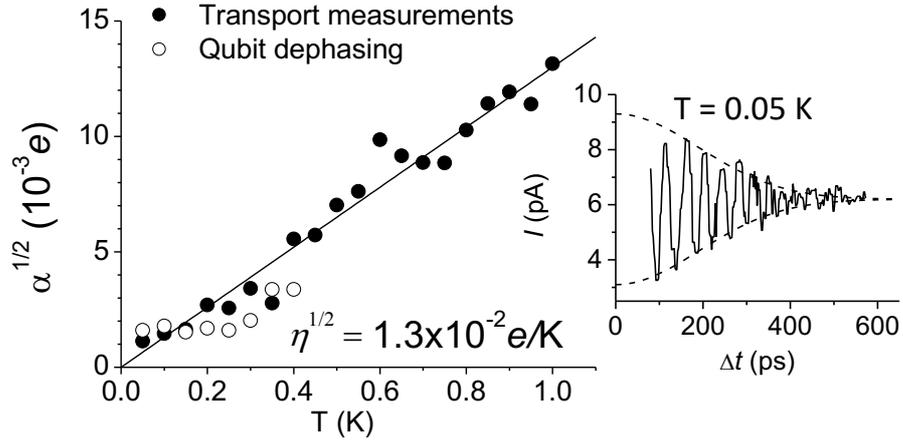


Рисунок 2.18 – Сплошные точки показывают температурную зависимость  $\alpha^{1/2}$  при фиксированном токе смещения (напряжение смещения регулируется для поддержания постоянного тока). Крестиками показано  $\alpha^{1/2}$ , измеренное при  $B = 0,5$  Т. Открытые точки показывают  $\alpha^{1/2}$ , полученное из измерения дефазинга кубита во время когерентных осцилляций. Когерентные колебания (сплошная линия), а также огибающая  $\exp(-t^2 / 2T_2^2)$  с  $T_2 = 180$  пс (пунктирная линия) показаны на вставке.

Кроме того, мы изучаем когерентные колебания вдали от точки вырождения при различных температурах, измеряя импульсный индуцированный ток, как показано на вставке рис. 2.18(a). Если дефазировка индуцируется гауссовым шумом, то осцилляции затухают как  $\exp(-t^2 / 2T_2^{*2})$  при

$$\frac{1}{T_2^{*2}} \approx \frac{\cos^2 \theta}{\hbar^2} \left( \frac{4E_c}{e} \right)^2 \int_{\omega_0}^{\infty} S_q(\omega) \left( \frac{2 \sin\left(\frac{\omega t}{2}\right)}{\omega t} \right)^2 d\omega, \quad (2.14)$$

где  $t$  – время измерения,  $\theta = \arcsin(E_J/\hbar\omega)$ , а  $\omega_0 \approx \pi/\tau$  – низкочастотный предел интегрирования, определяемый постоянной времени измерения  $\tau$ . В случае  $1/f$  гауссового шума из уравнения (2.14)

$$T_2^* \approx \frac{e\hbar}{4E_c \sqrt{\alpha \ln(\omega_1 \tau)} \cos \theta}, \quad (2.15)$$

где  $\omega_1$  – высокочастотный предел интегрирования  $1/f$  шума.

Дефазировка кубитов из-за негауссовского шума рассматривается в работе [86, 87]. Например, в случае сильно связанного флуктуатора затухание происходит медленнее, чем по гауссову закону. Мы проанализировали временные зависимости шума и обнаружили, что шум часто близок к гауссовому, но это не так, например, когда вклад в шум вызван сильно связанным флуктуатором.

Сплошная линия на вставке рис. 2.18(а) показывает затухание когерентных колебаний, измеренных при  $T = 50$  мК (пунктирная огибающая иллюстрирует гауссиан с  $T_2 = 180$  пс). Мы вывели  $\alpha^{1/2}$  из уравнения (2.15) и изобразили открытыми точками как функцию температуры на рисунке 2.18(а). Низкочастотный предел интегрирования  $\omega_0$  принимается равным  $2\pi \times 25$  Гц для нашей постоянной времени измерения  $\tau = 0,02$  с. Заметим, что  $\alpha^{1/2}$  очень слабо зависит от высокочастотной отсечки  $\omega_1$ , и для термически активированных флуктуаторов, слабо взаимодействующих с тепловым окружением, она должна быть намного меньше  $k_B T/\hbar$  ( $\sim 1$  ГГц). Наши оценки  $\omega_1$  из эхо-измерений [62, 88] показывают, что она не может быть выше 100 МГц (в недавней работе [88] высокочастотная отсечка была оценена примерно в 1 МГц). Чтобы вывести  $\alpha^{1/2}$ , мы берем  $\omega_1 \approx 2\pi \times 100$  МГц, но для частоты 1 МГц вычисленное  $\alpha^{1/2}$  всего на 20% выше. Хорошее согласие между  $\alpha^{1/2}$ , полученным из дефазировки и транспортных измерений, подтверждает предположение, что  $1/f$  шум вызывает дефазировку когерентных колебаний.

Насыщение  $1/f$  шума при низких температурах также наблюдалось в более ранних работах [84]. Хотя его происхождение не ясно, мы можем предположить следующие возможные механизмы: (1) нагрев электронной системы (обычно трудно охладить электроны ниже 100 мК), (2) вымораживание флуктуаторов, так что эффективное число активных флуктуаторов уменьшается до нескольких на декаду (в этом случае  $1/f$  шум насыщается до уровня амплитуды одного флуктуатора).

Ниже мы рассмотрим феноменологическую модель, объясняющую свойства шума. Наш кубит связан с диполями заряда  $ed$  в изоляторе, которые, в свою очередь, индуцируют заряд  $\delta q$  в острове SET (флуктуаторы на расстояниях меньше характерного размера острова  $R$  производят  $\delta q \sim ed/R$ , а матричный элемент перехода куперовской пары ограничен  $4E_c\delta q$ ). Основываясь на феноменологии из ссылки. [77], в работах [82, 80] было указано, что зависимость  $T^2$  может происходить от двухуровневых флуктуаторов, линейно распределенных по энергии  $\varepsilon$  с независимой от энергии амплитудой  $\langle q^2 \rangle$ . Суммирование лоренцевых спектров по многим флуктуаторам с энергиями активации ниже  $k_B T$  дает  $(k_B T)^2$  член в спектре шума. Линейное распределение энергии естественно появляется в моделях, рассматривающих флуктуации заряда между сверхпроводящим островом и изолятором [79, 80]. Скорость переключения термически активированных флуктуаторов ( $\varepsilon < k_B T$ ) может быть представлена как  $\gamma \sim \gamma_0 (\Delta/\varepsilon)^2$ , где  $\gamma_0$  зависит от связи флуктуаторов с внешним тепловым бассейном, а  $\Delta$  – это энергия туннелирования электронов в флуктуаторах. Флуктуаторы, вносящие вклад в низкочастотный  $1/f$  шум, должны иметь сильный коэффициент подавления  $(\Delta/\varepsilon)^2 \ll 1$ . С другой стороны, для эффективного поглощения энергии кубита двухуровневые системы должны иметь  $\Delta/\varepsilon$  порядка единицы. Предположение, что двухуровневые системы распределены согласно  $P(\Delta) \propto 1/\Delta$ , необходимо для получения частоты кроссовера  $\omega_c \approx k_B T/\hbar$  [82].

Чтобы показать связь модели с экспериментами, мы приводим некоторые численные данные из реальных экспериментов. В нашем диапазоне частот

активируются флуктуаторы с энергией менее  $1 - 20 \text{ ГГц} \times h$  ( $\varepsilon \leq k_B T$ ). Квантовый шум ( $\sim f$ ) ранее изучался в работе [77]. С другой стороны,  $1/f$  шум измеряется в диапазоне частот  $0,1 - 100 \text{ Гц}$ , что дает типичные значения  $\gamma$  для флуктуаторов, вносящих вклад в измеряемый шум. Как мы обсуждали выше, высокочастотный срез шума  $1/f$  (дающий грубую оценку  $\omega_0$ ) для наших кубитов неизвестен. Взяв для оценки  $\gamma_0 = 1 \text{ МГц}$  из ссылки [88] мы находим, что только флуктуаторы с  $(\Delta/\varepsilon)^2 \approx \gamma/\gamma_0 \sim 10^{-7} - 10^{-4}$  вносят вклад в измеренный шум. Заметим, что для необходимой связи между флуктуаторами и двухуровневой системой, поглощающей энергию кубита, распределение  $P(\Delta) \propto 1/\Delta$  должно иметь место в очень широком диапазоне  $\Delta$  от  $10^6 \text{ Нз} \times h$  или меньше до  $10^{11} \text{ Нз} \times h$ .

Помимо феноменологии, наиболее важным вопросом сейчас является детальный механизм возникновения шумов  $1/f$  и  $f$ . Несколько микроскопических моделей было предложено в работах [79, 80, 81]. Для проверки моделей необходимо провести тестовые эксперименты. Например, поведение шума как функции магнитного поля и перехода сверхпроводник-нормальное состояние было бы важно для теорий, связанных со сверхпроводимостью.

Показанная квадратичная температурная зависимость шума подтверждает тот факт, что в нашей системе  $1/f$  и  $f$  шумы имеют общее происхождение.

## 2.5 Сверхпроводниковый потоковый кубит с двойной петлёй

Как было показано в предыдущих разделах зарядовый кубит – хороший инструмент для построения различных схем и исследования физических явлений, для изучения механизмов декогеренции и пр. Но было установлено, что потоковые кубиты, которые работают на эффекте квантования магнитного потока менее чувствительны к внешним флуктуациям, а следовательно, являются лучшим объектом в ряде различных применений. В данном разделе мы исследуем

модификацию геометрии потокового кубита – комбинацию двух петель, соединенных общим джозефсоновским переходом, которую будем называть "сдвоенным" кубитом. В точке вырождения, соответствующей половине кванта магнитного потока в обеих петлях, наш "двойной" кубит имеет плоский энергетический спектр и высокую ангармоничность, более 2 ГГц. Это делает кубит нечувствительным к глобальному низкочастотному шуму потока. Кубит емкостно связан. Образец изготовлен на подложке из недопированного кремния, на которую предварительно нанесены 100 нм золотые плоскости. Мы используем электронно-лучевую литографию и метод теневого напыления для изготовления кубита, показанного на рисунке 2.19(a). Кубит состоит из пяти переходов, интегрированных в две симметричные сверхпроводящие петли. Переходы имеют структуру Al (20 нм) – AlO<sub>x</sub> - Al (30 нм). Энергия и емкость центрального перехода в  $\alpha$  раз больше, чем у внешних, которые имеют размеры  $400 \times 200$  нм<sup>2</sup>. Копланарная линия передачи с импедансом  $Z_0 \sim 50$  Ом проходит к отверстию между заземленными плоскостями в центре чипа. Кубиты подключаются к линии передачи через T-образные конденсаторы. Внешнее магнитное поле прикладывается для изменения смещения магнитного потока в идентичных петлях.

с линией передачи, что позволяет экспериментально исследовать его спектр. Мы смоделировали кубит, извлекли его параметры с помощью стандартной модели квантовой схемы и сравнили результаты моделирования с экспериментальными результатами.

Сверхпроводниковые наноструктуры представляют собой алюминиевые системы с джозефсоновскими переходами на диэлектрической (при низкой температуре) подложке, которые могут быть спроектированы с наперед заданными энергиями, скоростями переходов и другими параметрами. За последнее десятилетие они выполняли функции транзистора [89, 90, 91, 92], где управляющее поле использовалось для пропускания или блокировки зондирующего поля на другой частоте, мультиплексора [93], два входных сигнала которого могут быть смешаны для управляемой генерации одного выходного сигнала, и последовательной шины [94]. Сверхпроводниковые кубиты могут быть

изготовлены с использованием стандартных методов нанофабрикации и интегрированы в квантовые схемы [95].

Одним из ограничений, присущих сверхпроводниковым кубитам, является время когерентности,  $\tau_{dec}$ , за пределами которого квантовая информация теряется. В ранних кубитах время декогеренции находилось в диапазоне нескольких наносекунд. Двумя основными источниками декогерентности являются флуктуации заряда и потока вблизи кубита. Флуктуации заряда особенно вредны для кубитов, где энергия заряда,  $E_C$  велика. В архитектурах потоковых кубитов энергия  $E_J$  преобладает над энергией заряда ( $E_J/E_C \gg 1$ ), что снижает зарядовую чувствительность устройства [96, 63, 97]. Оптимизация параметров потоковых кубитов привела к улучшению времени когерентности: шунтированный потоковый кубит [98], 4-контактный кубит [99, 100].

Здесь мы экспериментально исследуем "сдвоенный" кубит, состоящий из двух симметричных потоковых кубитов, соединенных общим  $\alpha$ -джозефсоновским переходом, рисунок 2.19. Особый интерес для нас представляет слабая потоковая зависимость энергии перехода системы, когда она смещена в точку вырождения  $\Phi_0/2$  в каждой петле. По сравнению с исходным потоковым кубитом энергетические уровни "двойного" кубита довольно пологие. Цепочка из 15 таких кубитов была недавно помещена в копланарный волновод для демонстрации перестраиваемой по потоку передачи микроволн [101]. В нашей работе мы исследуем одиночные "сдвоенные" кубиты. Экспериментальное исследование спектра пропускания выявило: слабую потоковую зависимость энергий переходов вблизи точки вырождения; ангармоничность в отношении  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  и  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  переходов.

Образец устанавливается на держателе на ступени 13 мК криостата растворения. Сверхпроводящий экран используется для экранирования держателя от паразитных магнитных полей. ВЧ линии, подключенные к образцу, имеют аттенюаторы для термализации: -50 дБм на ступени 50 К, -30 дБм на ступени 4 К. Для изоляции на выходной линии мы подключаем циркулятор. Передаваемый

сигнал усиливается примерно на +35 дБм на каскаде 4 К и на +35 дБм при комнатной температуре.

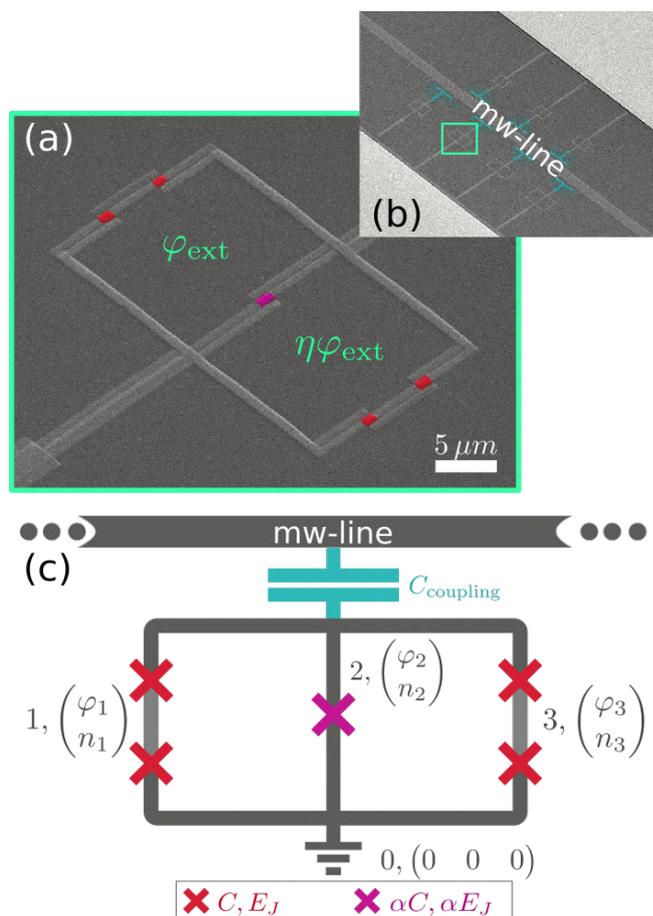


Рисунок 2.19 – Геометрия "двояного" кубита: (а) Изображение "двояного" кубита в сканирующем электронном микроскопе. Al-AlO<sub>x</sub>-Al джозефсоновские переходы выделены красным и розовым цветом; (b) каждый из кубитов соединен с линией передачи Т-образным конденсатором; (c) кубит представляет из себя два симметрично расположенные отдельные потоковые кубиты [96], разделенные центральным переходом. Острова, обозначены как номерами 1, 2, 3. Джозефсоновские переходы, разделяющие острова, отмечены крестиками.

Наша основная цель – изучить работу кубита в окрестности точки двойного вырождения  $\Phi_0/2$ , найти внутреннюю энергетическую структуру и сравнить с численной моделью системы. Мы изучаем энергетический спектр "двойного" кубита, измеряя передачу когерентных волн при изменении смещающего магнитного потока.  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  переход измерен с помощью векторного анализатора цепей, который измеряет передачу сигнала  $\omega_{NA}$  через систему. Вдали от резонанса сигнал проходит через цепь без какого-либо взаимодействия с кубитом, так что

передача сигнала близка к 100%. Только вблизи резонанса ( $\omega_{\text{NA}} = \omega_{21}$ ) кубит обменивается фотонами с управляющим полем при переходе из основного в возбужденное состояние. Кубит излучает волну в противофазе с управляющим полем [90], так что деструктивная интерференция в выходной линии приводит к уменьшению прошедшего сигнала, см. вставку рисунка 2.20 (а). На графике показано прохождение по мощности  $|t|^2$  полученное в пределе низкой мощности и аппроксимированное лоренцевской кривой с шириной на половине высоты  $\Delta\omega/2\pi = 7$  МГц. Это значение дает нам скорость дефазировки  $\Gamma_2/2\pi \approx 3,5$  МГц.

По амплитуде провала на вставке рисунке 2.20 (а) можно оценить связь нашего кубита с линией [90, 102], которая характеризуется скоростью излучения фотонов в линию  $\Gamma_1^r = 2\Gamma_2 r_0 \approx 0,6$  МГц, где  $r_0$  коэффициент отражения в резонансе.

По минимуму пропускания при различных магнитных полях определяется частота перехода кубита  $\omega_{21}$  и спектр перехода, рисунок 2.20(а). Такой спектр наблюдается вблизи смещения внешнего потока  $\Phi \approx \Phi_0/2$  для всех образцов. Из-за небольшой асимметрии,  $\eta \approx 1$  потоки, в левой и правой петлях, могут немного отличаться:  $\Phi$  и  $\eta\Phi$  соответственно. Это приводит к постепенному уплыванию частоты пропускания при большом магнитном поле, рисунок 2.20 (b).

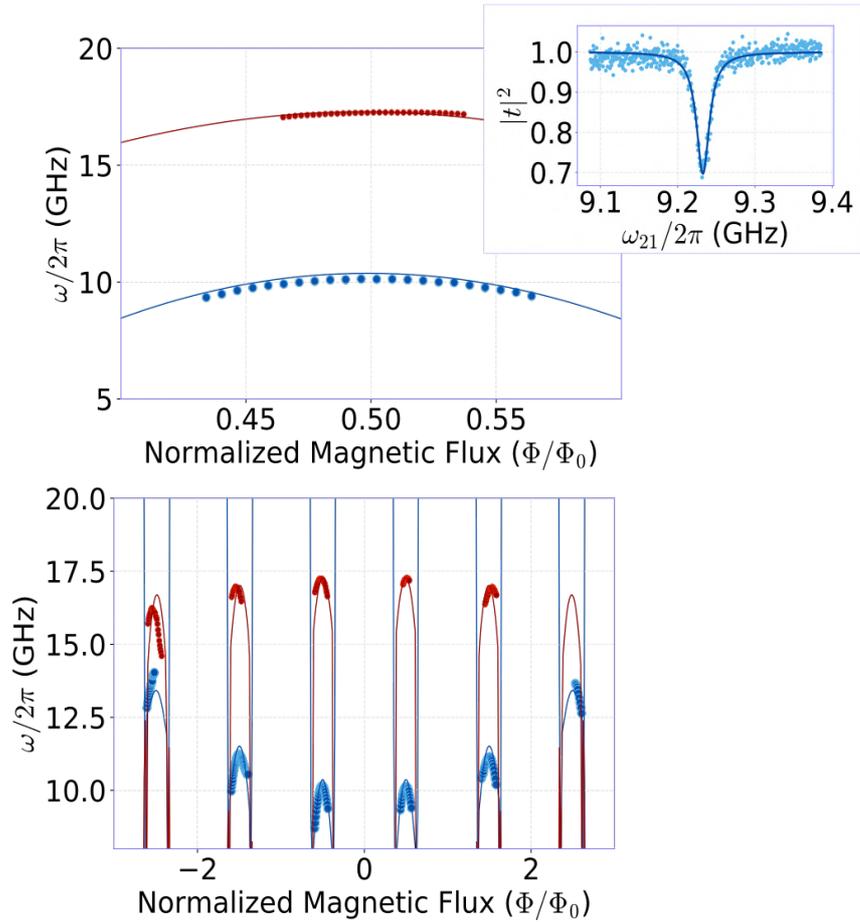


Рисунок 2.20—Спектр квантовой системы. (а) Резонансные частоты,  $\omega_{21}$  в окрестности  $\Phi_0/2$  (синие точки). Вставка иллюстрирует коэффициент пропускания по мощности  $|t|^2$  для  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  перехода. Частоты перехода  $\omega_{32}$  (красный) получены в двухтоновом измерении. (б) Спектр, измеренный в широком диапазоне смещения потока. Экспериментальные данные (кружки) сравниваются с моделированием (сплошные линии) для  $\omega_{21}$  (синий) и  $\omega_{32}$  (красный). Асимметрия в потоке, проникающем в левую и правую петли, приводит к постепенному изменению частот перехода с каждым  $\Phi_0$  периодом:  $\omega_{21}$  увеличивается, в то время как  $\omega_{32}$  ползет вниз, нарушая обычную периодичность потока кубитов.

Преход  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  с частотой  $\omega_{32}$ , получен с помощью спектроскопии с двумя тонами. Векторным анализатором цепей исследуются сигналы на частоте  $\omega_{21}$ , в то время как дополнительный генератор сканирует вторую частоту,  $\omega_{\text{GEN}}$ . Всякий раз, когда второй тон от генератора попадает в  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  переход ( $\omega_{\text{GEN}} = \omega_{32}$ ), на кубите возбуждаются последовательные переходы:  $|1\rangle \xrightarrow{\omega_{21}} |2\rangle \xrightarrow{\omega_{32}} |3\rangle$ , которые приводят к депопуляции состояния  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Из-за этой депопуляции пробный сигнал на частоте  $\omega_{21}$  изменяется. Это позволяет увидеть переход на

частоте  $\omega_{32}$ , который отображен красными кружками на рисунке 2.20(b). Отметим, что кубит имеет большую ангармоничность в двух нижних переходах более 7,5 ГГц.

Мы сопоставляем экспериментальные данные с теоретической моделью: острова, изолированные джозефсоновскими переходами на рисунке 2.19, помечены заселенностью куперовских пар (CP)  $\vec{n} = |n_1, n_2, n_3\rangle$ , и фазой  $\vec{\varphi} = |\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3\rangle$ . Заряды и потенциалы на островах связаны матрицей емкостей:

$$2e\vec{n} = C\vec{V}.$$

Матрица емкостей в топологии "сдвоенных" кубитов имеет вид (см. Дополнительное примечание I):

$$C = C \begin{pmatrix} 2 & -1 & 0 \\ -1 & 2 + \alpha & -1 \\ 0 & -1 & 2 \end{pmatrix},$$

где  $C$  – емкость внешних джозефсоновских переходов. Взаимодействие куперовских пар, несущих заряд  $\vec{Q} = 2e\vec{n}$  и потенциалов на соответствующих островах, приводит к появлению члена кинетической энергии (в представлении движения вихрей):

$$T = E_C C \vec{n}^T C^{-1} \vec{n},$$

где зарядовая энергия  $E_C = (2e)^2/2C$ .

Каждый джозефсоновский переход с разностью фаз  $\Delta\varphi_i$  вносит вклад  $E_{Ji}(1 - \cos \Delta\varphi_i)$  в джозефсоновский потенциал. Фаза, обусловленная внешним магнитным потоком, учитывается как дополнительная фаза в левой и правой петлях  $\varphi_{ext}$  и  $\eta\varphi_{ext}$ :

$$U = E_J [4 + \alpha - \alpha \cos(\varphi_2) - \cos(\varphi_1) - \cos(\varphi_3) - \cos(\varphi_2 - \varphi_1 - \varphi_{ext}) - \cos(\varphi_2 - \varphi_3 + \eta \varphi_{ext})].$$

Здесь  $\eta$  – коэффициент, близкий, но немного отличающийся от единицы из-за небольшой асимметрии в геометрии петель.

Гамильтониан  $\mathcal{H} = T + U$  записывается в зарядовом базисе в виде  $E_J/h = 91,0$  ГГц,  $E_C/h = 13,5$  ГГц,  $\alpha = 1,023$ ,  $\eta = 1,011$ . Полученные значения собственных энергий сравниваются с экспериментальными данными на рисунке 2.20(b). Данные для  $\omega_{32}$  взяты в ограниченном диапазоне потоков,  $0,4\Phi_0$  и выше  $0,6\Phi_0$ , поскольку вдали от  $\Phi = \left(n + \frac{1}{2}\right)\Phi_0, n \in \mathbb{Z}$ , энергия  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  расходится. Значение асимметрии,  $\eta$ , близко к 3%, как видно из СЭМ-изображения на рисунке 2.19 Резонанс является периодическим по потоку, с тенденцией к увеличению  $\omega_{21}$  с увеличением значений магнитного потока из-за асимметрии петли.

Важным параметром "двойного" кубита является кривизна в рабочей точке кубита,  $\Phi_0/2$ . Малая кривизна желательна, поскольку она делает кубиты менее чувствительными к изменениям внешнего потока и улучшает время декогеренции. В точках вырождения "двойных" кубитов  $\Phi = \left(n + \frac{1}{2}\right)\Phi_0, n \in \mathbb{Z}$  кривизна равна  $(-550 \pm 10)$  ГГц/ $\Phi_0^2$ . Она существенно меньше, чем для 3- и 4-контактных потоковых кубитов с аналогичными параметрами переходов [90, 103, 104], где кривизна порядка  $10^5$  ГГц/ $\Phi_0^2$ .

На рисунке 2.21 показаны результаты моделирования для идеального случая полностью симметричной системы ( $\eta = 1$ ). Кривые являются точно периодическими в магнитной подаче с периодом  $\Phi_0$ , поэтому показан только один период. Рабочий диапазон кубита лежит приблизительно от  $0,43\Phi_0$  до  $0,57\Phi_0$ , где  $\alpha$ -переход находится в наложенном  $0$ - $\pi$  состоянии [101]. Вдали от этого диапазона частота перехода  $\omega_{21}$  расходится.

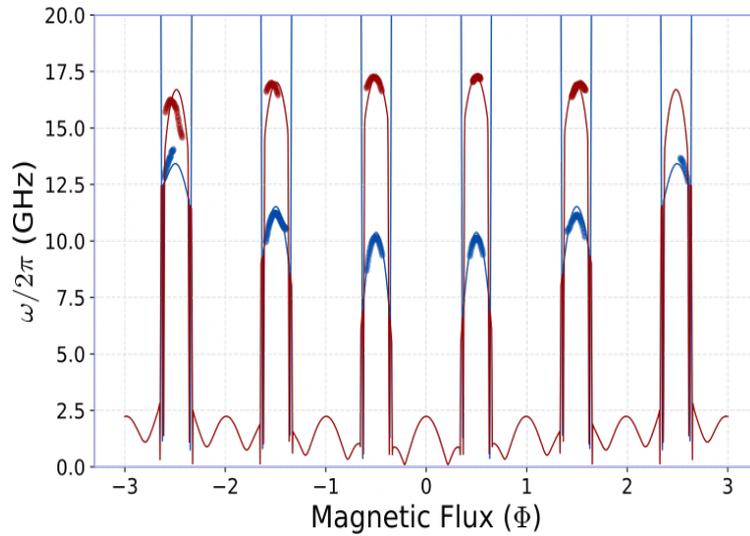


Рисунок 2.21 – Моделирование кубита. (а) Расчеты частот передачи для симметричного кубита,  $\eta = 1$ . (б) Матричные элементы переходов  $|d_{12}|$ ,  $|d_{13}|$  и  $|d_{12}|$  для центрального острова (рисунок 2.19).

Кроме того, мы анализируем "оптические" свойства нашего кубита. В частности, матричные элементы  $d_{12} = \langle 1|\hat{V}_2|2\rangle$ ,  $d_{13} = \langle 1|\hat{V}_2|3\rangle$  и  $d_{23} = \langle 2|\hat{V}_2|3\rangle$  имеющие физический смысл наведенного потенциала на острове 2 за счет переходов между уровнями 1-2, 1-3 и 2-3, рассчитаны и изображены на рисунке 2.21(б). Здесь  $\hat{V}_2 = (2e)^{-1}\partial H/\partial n_2$  является оператором потенциала для острова 2. Он характеризует связь кубита с полем распространяющихся волн в линии, а также его квантовые флуктуации, ответственные за испускание фотонов. Интересно, что  $d_{13} = 0$  для широкого интервала магнитного потока, в противоположность потоковому кубиту, где это происходит строго в точке вырождения  $\Phi_0/2$ . Это связано с симметрией системы (две петли) по отношению к внешнему потоку.

Мы оценили скорость эмиссии фотонов, используя соотношение [89, 102]  $\Gamma_1^r = (d_{12}C_k)^2\omega Z_0/\hbar$  и обнаружили, что ранее оцененное значение ( $\Gamma_1^r/2\pi = 0,6$  МГц) может быть получено, если мы заменим емкость связи  $C_c = 6$  фФ, что вполне разумно для нашей геометрии.

Наконец, мы измеряем осцилляции Раби, см. рисунок 2.22, применяя короткие микроволновые импульсы различной длины. Осцилляции затухают с характерным временем  $\tau_{dec} = 42$  нс (рисунок 2.22), это согласуется с временем

декогеренции, полученным из спектроскопических измерений  $\Gamma_2 \approx 1/\tau_{dec} \approx 2\pi \times 3,8$  МГц. Относительно короткое время декогеренции в нашем эксперименте неудивительно и может быть результатом неотфильтрованного неравновестного инфракрасного излучения, а также связи кубита с двухуровневыми осцилляторами в подложке, благодаря упрощенной технологии, использованной при изготовлении кубита. Отметим также, что время когерентности дополнительно ограничено из-за сильной связи кубита с открытой линией.

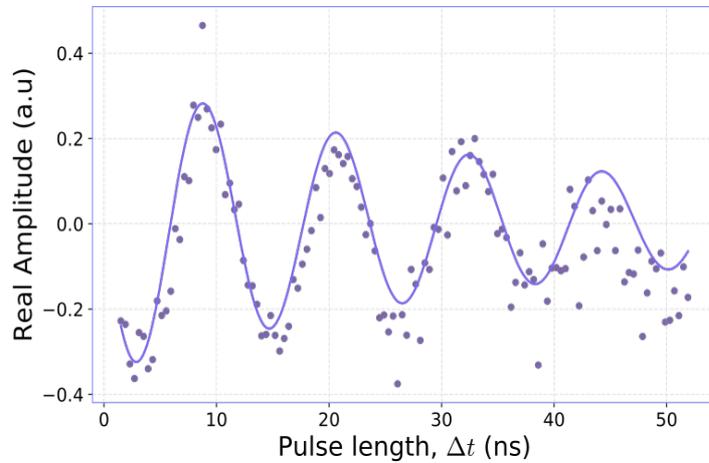


Рисунок 2.22– Раби осцилляции измеряются в точке вырождения путем воздействия на кубит резонансными микроволновыми импульсами в течение фиксированных периодов времени,  $\Delta t$ .

Время декогеренции  $\tau_{dec} = 42$  нс извлекается из огибающей затухания колебаний,  $e^{-\Delta t/\tau_{dec}}$ .

Таким образом, мы изготовили и охарактеризовали изолированный "сдвоенный" кубит. При такой геометрии кубит обладает слабой чувствительностью к потоку в точке вырождения и сильной ангармоничностью. Измеренная структура энергетических уровней хорошо воспроизводится в численной модели.

## 2.6 Режимы потоковых кубитов

В продолжении темы потоковых кубитов, мы систематизируем различные режимы их работы [105]. Среди множества различных архитектур кубитов наиболее часто используемым типом сверхпроводящих кубитов являются емкостные шунтированные зарядовые кубиты, или трансмоны. В частности, трансмон представляет собой нелинейный LC-осциллятор в квантовом режиме и является основным элементом существующих современных сверхпроводящих устройств с десятками кубитов [106, 107]. Шунтирующая емкость трансмона уменьшает влияние зарядового шума и приводит к низкой скорости декогеренции [108]. Однако ценой за подавление декогеренции является низкий ангармонизм, ограничивающий скорость операций в квантовых процессорах и большое количество близких переходов больших квантовых схемах [109, 110]. Кроме того, собственные состояния трансмонов не могут быть отображены на простой физической базис, такой как заряд или магнитный поток, поскольку они формируются суперпозицией многих зарядовых состояний. Это затрудняет использование трансмона в таких применениях, как устройства для квантового отжига [111, 112], где основной принцип основан на считывании нетривиальной структуры энергетических основных состояний в физическом (потоковом) базисе. Кроме того, простота трансмона не позволяет уменьшить ошибки с помощью топологической защиты без существенных последствий [113, 114]. Таким образом, единственным возможным способом создания универсального цифрового квантового процессора с трансмонами является использование кодов обнаружения и исправления ошибок [115], что резко увеличивает количество кубитов в системе и количество логических операций.

Все это побуждает к поиску новых реализаций различных типов потоковых кубитов. По сравнению с шунтированными зарядовыми типа трансмон и иксмон кубитами [98], структура собственных состояний и правила отбора потоковых кубитов могут быть самыми разнообразными. Общее поведение потоковых

кубитов зависит от точного выбора схемы и от соотношения энергий с одной стороны зарядовой  $E_C$  и с другой магнитной  $E_L$ , джозефсоновской  $E_J$  и энергией фазового проскальзывания  $E_S$ . Такой кубит может быть в режиме близком к трансмону, с двухъямным потенциалом [63], проскальзывания фазы [116], квазизарядовом режиме с проскальзыванием фазы [117] и во многих других промежуточных режимах. Все это делает потоковые кубиты очень гибкой платформой для сложных квантовых устройств. Здесь мы обсуждаем общие свойства потоковых кубитов, основанных на геометрии ВЧ-СКВИД, анализируем различные реализации потоковых кубитов и обсуждаем возможные направления дальнейшего развития потоковых кубитов.

**ВЧ-СКВИДы в квантовом режиме.** В настоящее время существует несколько реализаций потоковых кубитов. Все они основаны на квантовании магнитного потока в сверхпроводящей петле. Одним из первых потоковых-кубитов был ВЧ-СКВИД [118]. Схематически ВЧ-СКВИД показан на рисунке 2.23(a) и представляет собой отличный фундамент для понимания свойств различных типов потоковых кубитов. Электрическая цепь ВЧ-СКВИД, показанная на рисунке 2.23(b), состоит из двух элементов: индуктивности  $L$  и джозефсоновского перехода (JJ – Josephson Junction) с джозефсоновской энергией  $E_J$ . При приложении внешнего магнитного потока  $\Phi_{ext}$  в контуре индуцируется циркулирующий ток, и сверхпроводящие фазы, на элементах контура, удовлетворяют следующему условию  $\varphi_L + \varphi_J = -\varphi_{ext}$ , где  $\varphi_L$  и  $\varphi_J$  – фазы в индуктивности и джозефсоновском переходе,  $\varphi_{ext} = 2\pi\Phi_{ext}/\Phi_0$  соответственно, а  $\Phi_0 = 2e/h$  – квант потока,  $e$  – заряд электрона,  $h$  – постоянная Планка. Энергия, накопленная в индуктивности, и энергия в джозефсоновском переходе соответственно равны  $U_L = 1/2 E_L \varphi^2$  и  $U_J = E_J [1 - \cos(\varphi + \varphi_{ext})]$ .

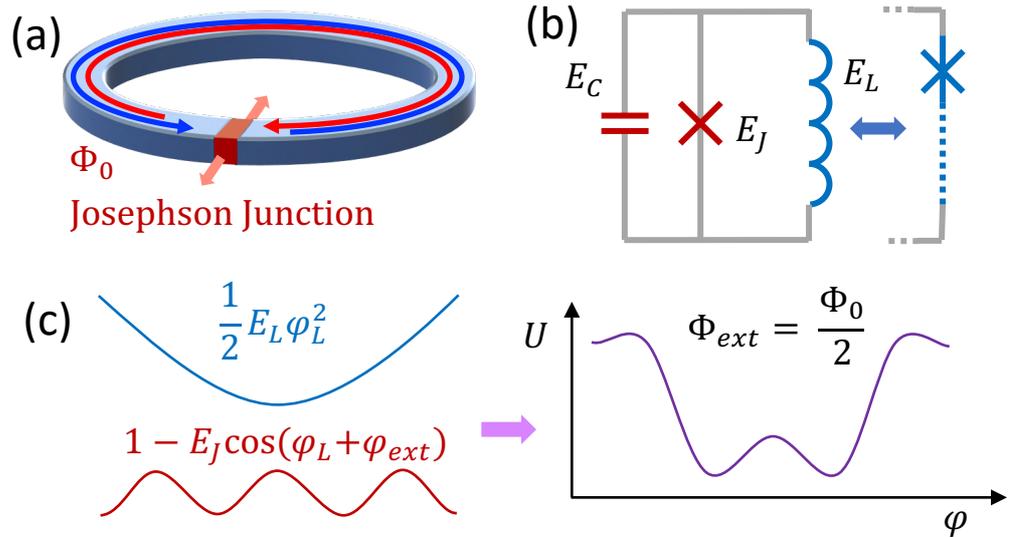


Рисунок 2.23 – ВЧ-СКВИД кубит. (а) Схема простейшего потокового кубита, представляющего собой сверхпроводящую петлю с джозефсоновским переходом. (б) Эквивалентная схема ВЧ-СКВИД-а. Он состоит из контура с катушкой индуктивности и джозефсоновским переходом, шунтированным конденсатором. Индуктивность может быть заменена двумя, тремя или более джозефсоновскими переходами, работающими в режиме линейной кинетической индуктивности. (с) Суммарный потенциал при половине кванта потока внешнего магнитного поля.

Результирующий потенциал с ненулевым  $E_J$  всегда ангармоничен и вместе с индуктивностью  $L$ , емкостью перехода  $C$  однозначно определяет систему. В дальнейших рассуждениях мы будем использовать зарядовую энергию куперовской пары  $E_C = (2e)^2/2C$  и магнитную энергию  $E_L = (\hbar/2e)^2/L$ , а не емкость и индуктивность ( $\hbar = h/2\pi$ ). Разделение энергетических уровней зависит от зарядовой энергии  $E_C$  перехода: чем «легче» частица (больше  $E_C$ :  $E_C^{-1}$  имеет смысл массы частицы), тем больше расстояние между уровнями. В зависимости от соотношения  $E_L$  и  $E_J$  существует ряд различных режимов, показанных на рисунке 2.24(а). Рассмотренные потенциалы имеют важное отличие от потенциалов, обычно используемых в емкостных шунтированных зарядовых кубитах [106]. Чтобы наглядно показать разницу между зарядовыми и потоковыми кубитами, мы демонстрируем потенциал шунтированного зарядового кубита на самой левой панели (I) рисунке 2.24(а). Потенциал формируется косинусом джозефсоновского

потенциала:  $E_J(1 - \cos \varphi_J)$ . Он квадратичный в точке минимума при  $\varphi = 0$  и отклоняется от квадратичного поведения в стороне от минимума. Это приводит к смещению вниз второго возбужденного состояния от равноудаленных энергетических уровней гармонических осцилляторов:  $E_{21} = E_{10} - E_C/4$ , где  $E_{jk}$  – энергетический интервал между уровнями  $|j\rangle$  и  $|k\rangle$ .

### Режимы работы ВЧ-СКВИД-ов.

Собственные функции и собственные энергии могут быть прямо вычислены из гамильтониана частицы  $H = U(\varphi) - E_C \partial^2 / \partial \varphi^2$ . Собственные значения  $E_n$  и собственные функции  $|\psi_n\rangle$  для  $n$ -го состояния могут быть найдены путем численного решения в пространстве  $\varphi$  как  $H|\psi_n\rangle = E_n |\psi_n\rangle$ . На верхней панели рисунке 2.24(a) показан потенциал  $U(\varphi)$  и энергии, вычисленные из гамильтониана для  $E_J/h = 124$  ГГц,  $E_L/h = 97$  ГГц и  $E_C/h = 9,7$  ГГц. Расщепление энергии  $E_{10} = E_1 - E_0$  составляет  $5$  ГГц $\times h$ . На нижней панели показаны соответствующие волновые функции в  $\varphi$ -пространстве.

На двух графиках рисунке 2.24(b, c) мы анализируем свойства системы при различных соотношениях  $\eta = E_J/E_L$ . Мы количественно оцениваем ангармонизм как  $\zeta = \Delta E_{21}/E_{10}$ , где  $\Delta E_{21} = E_{21} - E_{10}$ . В частности, этот параметр отрицателен ( $\zeta < 0$ ) для шунтированных зарядовых кубитов (показано на панели I) и стремится к нулю с уменьшением  $E_C$  ( $\zeta \rightarrow 0$ , при  $E_C \rightarrow 0$ ); он равен нулю ( $\zeta = 0$ ) в гармонических осцилляторах с чисто квадратичным потенциалом. В остальных случаях он положителен ( $\zeta > 0$ ) в потоковых кубитах при  $\Phi_{ext} = \Phi_0/2$ . Следующие панели рисунке 2.24(a) представляют: (II)  $\eta = 1$ ,  $E_J = E_L$  случай, когда квадратичный член отсутствует; (III, IV)  $\eta > 1$ , двухъямный потенциал с  $E_J > E_L$ . Случай IV представляет собой режим туннелирования, когда наименьшее расщепление обусловлено туннелированием частицы через барьер в двухъямном потенциале.

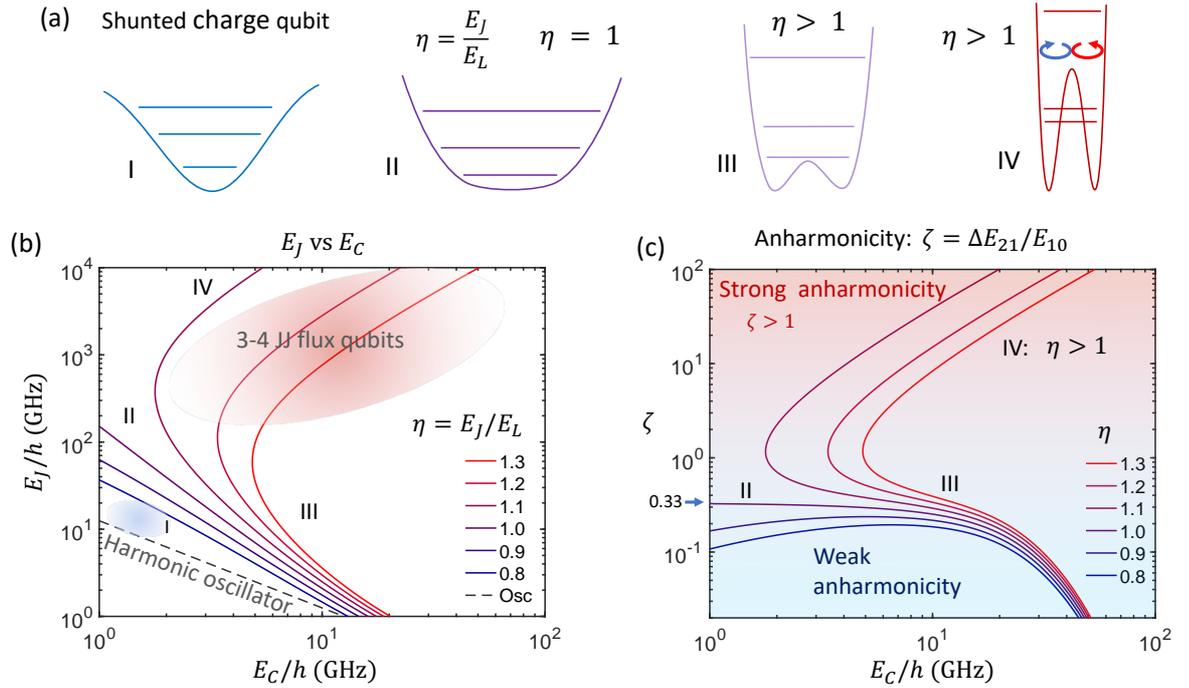


Рисунок 2.24 – Квантовые системы в нелинейных потенциалах. (а) Различные типы потенциалов: (I) Шунтированный зарядовый кубит: потенциал отклоняется от квадратичного значения в сторону от минимума. (II, III, IV) РФ-СКВИД при квантовом смещении в пол кванта потока. (I) потенциал 4-й степени, когда  $E_J = E_L$  ( $\eta = 1$ ). Система всегда ангармонична даже при  $E_C \ll E_{L,J}$ . (II) Потенциал при  $E_J > E_L$  ( $\eta > 1$ ). Ангармонизм увеличивается. (III) Режим двухъямного потенциала. Расщепление самого низкого уровня возникает из-за туннелирования частицы через барьер, разделяющий ямы. Ангармонизм большой. (b) Зависимость  $E_L$  от  $E_C$  при нескольких значениях  $\eta$ . (c) Ангармонизм  $\zeta$  как функция  $E_C$  при различных  $\eta$ .

Рисунок 2.24(b) демонстрирует набор графиков зависимости  $E_J$  от  $E_C$ , с самым низким расщеплением энергии  $E_{10}/h$ , зафиксированным на 5 ГГц для набора  $E_J/E_C$  в диапазоне  $0,8 \leq \eta \leq 1,3$ . Эта энергия расщепления выбрана как одно из типичных значений, удобных для экспериментальных реализаций. (Все энергии могут быть линейно пересчитаны для любого другого значения  $E_{10}$ .) Графики четко показывают несколько различных режимов. Кривые с  $\eta \leq 1$  демонстрируют монотонную зависимость  $E_J$  с однозначно определенными энергиями, однако, когда  $\eta > 1$ , что соответствует случаю двухъямного потенциала, кривые демонстрируют обратное поведение. Одно и то же

расщепление энергии кубитов с одинаковой  $E_C$  может быть реализовано с двумя различными  $E_{J(L)}$ . Это соответствует переходу от потенциала без или со слабым барьером на дне (III) к режиму туннелирования с большим барьером (IV). Кривая с  $\eta = 1$  ( $E_J = E_L$ ) разделяет два разных набора кривых и соответствует поведению потенциала четвертой степени ( $\sim \varphi^4$ ), когда  $\varphi$  малы [119, 120].

Количественный анализ ангармонизма показан на рисунке 2.24(с). Кривая с  $\eta = 1$  разделяет два различных режима. Эта система остается нелинейной даже в пределе бесконечно малого  $E_C$  и асимптотически стремится к  $\zeta \approx 0,33$ . Это поведение сильно отличается от поведения шунтированного зарядового кубита, в котором ангармонизм исчезает при  $E_C$ . Ангармонизм в несколько раз больше, чем у типичных трансмонов. Он может быть увеличен путем увеличения  $\eta$  и может быть сделан очень большим в режиме туннелирования или близком к нему. Это свойство особенно полезно для применения в кубитах, где два состояния должны быть физически различимы, например, по направлениям циркулирующих токов в адиабатических квантовых процессорах.

В IV-режиме вырождение двух локализованных состояний в левой и правой ямах, которые мы обозначим  $|\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\rangle$ , снимается благодаря туннелированию через барьер между ними. Эти два состояния естественным образом формируют двухуровневый (кубитовый) базис, в котором упрощенный гамильтониан может быть записан как

$$H_q = -\frac{\varepsilon}{2}\sigma_z - \frac{\Delta}{2}\sigma_x,$$

где  $\sigma_z, \sigma_x$  – матрицы Паули,  $\Delta$  – энергия туннелирования,  $\varepsilon = 2E_L\delta\varphi_{ext}$  – разность энергий между состояниями  $|\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\rangle$  во внешнем магнитном поле  $\Phi_{ext}$ , описываемая фазой  $\delta\varphi_{ext} = 2\pi(\Phi_{ext}/\Phi_0 - 1/2)$ . В частности, при  $\delta\varphi_{ext} = 0$ , два состояния являются суперпозицией потоковых состояний: нижнее состояние  $|0\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$  и верхнее состояние  $|1\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$  и расщепление энергии

$E_{10} = \Delta$ . Собственные состояния для произвольного  $\delta\varphi_{ext}$  дают  $|0\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|\uparrow\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|\downarrow\rangle$  и  $|1\rangle = \sin\frac{\theta}{2}|\uparrow\rangle - \cos\frac{\theta}{2}|\downarrow\rangle$ , где угол смешивания  $\theta = \arctan(\varepsilon/\Delta)$ . Это позволяет измерять состояния кубитов, проецируя их на магнитный поток, что важно, например, для адиабатических процессоров на потоковых кубитах [112]. Расщеплением энергии кубита  $E_{10} = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$  и состояниями можно легко управлять с помощью внешнего магнитного поля  $\Phi_{ext}$ .

Из графиков рис. 2.24(a) видно, что в пространстве  $\varphi$  волновые функции для четных состояний  $|n\rangle$  симметричны, а для нечетных – антисимметричны. Отсюда вытекает еще одно важное свойство: переходы между состояниями, возбуждаемыми переменными магнитными полями с противоположной четностью ( $|n\rangle \leftrightarrow |n + 2k + 1\rangle$ , где  $k$  – целое число) разрешены, а с одинаковой четностью ( $|n\rangle \leftrightarrow |n + 2k\rangle$ ) запрещены. Это означает, что переход разрешен только при изменении конфигурации циркулирующих токов. Однако правила отбора перестают действовать, если симметрия нарушается, например, смещением контура в сторону от точки симметрии, когда  $\delta\varphi_{ext} \neq 0$ . Это дает возможность дополнительного контроля матричных элементов переходов, что дает нам дополнительный параметр по сравнению с трансмонами и позволит выполнять ранее недоступные квантовые операции [121].

### **Выбор параметров кубита.**

Твердотельные квантовые устройства подвержены двум типам шумов, вызванных флуктуациями заряда [74, 75] и магнитного потока (спина) [122, 123, 124], оба из которых приводят к ухудшению времен когерентности кубита. Известно, что зарядовый шум, вызванный двухуровневыми зарядовыми флуктуаторами в диэлектриках, намного больше, чем шумом магнитного потока, вызванного спиновыми флуктуациями магнитных дефектов на поверхностях сверхпроводящих устройств. В частности, низкочастотные зарядовые и потоковые  $1/f$  шумы, приводящие к дефазировке сверхпроводникового кубита, характеризуются спектральными плотностями шума  $S_q = (\alpha_q e)^2 / f$  и  $S_\Phi =$

$(\alpha_\Phi \Phi_0)^2/f$  соответственно. Как правило,  $a_q \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ , в то время как  $\alpha_\Phi \sim 10^{-6}$ . Чтобы избежать декогеренции из-за низкочастотного зарядового шума, зарядовые кубиты шунтируются большими конденсаторами, которые подавляют зависимость энергетической щели от заряда, но это приводит к уменьшению ангармонизма. По сравнению с зарядовыми кубитами, одним из очевидных преимуществ ВЧ-СКВИД-ов является то, что их энергетические зоны не подвержены влиянию окружающих зарядов независимо от  $E_C$ . Однако высокочастотный зарядовый шум все еще может привести к переходам в кубите. Флуктуации энергии в квантовых системах пропорциональны  $E_C^2$  и  $E_{L(J)}^2$  для зарядовых и потоковых шумов, соответственно [125]. В используемых в настоящее время трансмонах соотношение  $E_J$  к  $E_C$  ограничено диапазоном 10 – 50. Нижняя граница обусловлена требованием подавления зависимости энергетической зоны от заряда, а верхняя граница обусловлена поддержанием существенного ангармонизма. Аналогичные условия могут быть легко достигнуты в потоковых кубитах [98]. Более того, оптимальная конфигурация  $E_{L(J)}, E_C$  для наименьшей декогеренции все еще ждет изучения, и  $E_J/E_C$  можно варьировать в широком диапазоне.

#### **Потоковые кубиты с тремя и четырьмя джозефсоновскими переходами.**

Чтобы реализовать ВЧ-СКВИД кубит с заданными параметрами, необходимо с высокой точностью изготовить компактную линейную индуктивность и джозефсоновский переход. Однако, если они изготавливаются в рамках отдельных технологических процессов, неизбежен некоторый взаимный разброс параметров. Чтобы связать оба параметра в процессе изготовления, был предложен потоковый кубит с тремя переходами [63]. В кубитах такого типа два идентичных перехода играют роль почти линейной индуктивности, а другой, более слабый JJ, является туннельным элементом для магнитных потоков. Другие преимущества: кубит прост в изготовлении и не требует отдельных этапов литографии для изготовления индуктивности и джозефсоновских переходов. Позже были разработаны кубиты с четырьмя и более переходами ( $N_J$  переходов)

[126]. Изображение SEM на рисунке 2.25(a) показывает пример ВЧ-СКВИД-а, ранее реализованного нами в работе [127] на проволочке с высокой кинетической индуктивностью. Поточковый кубит с четырьмя переходами ( $N_J = 4$ ) в искусственных цветах показан на рисунке 2.25(b). Чем больше переходов используется для индуктивности, тем ближе к линейному режиму они работают. Соотношение между меньшим и большим соединениями определяется как  $\alpha$ .

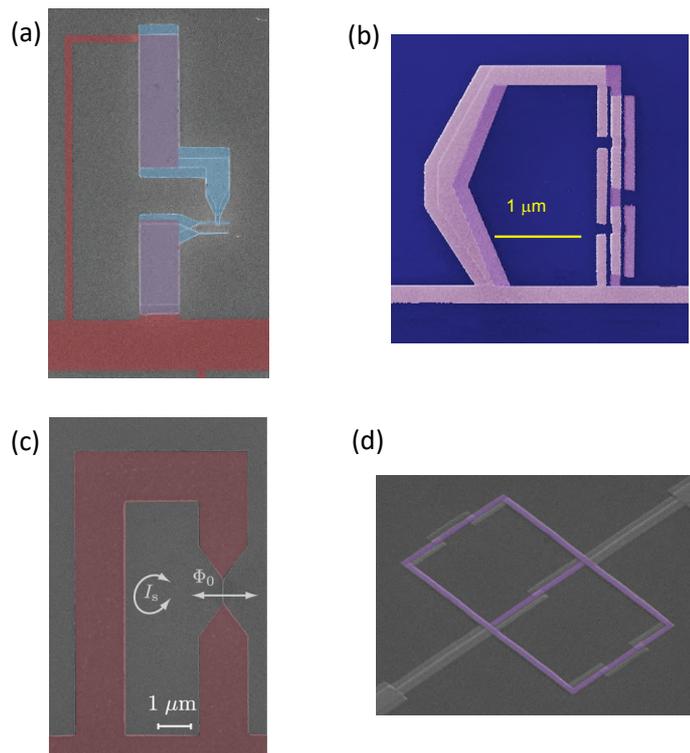


Рисунок 2.25 – Реализации потоковых кубитов. (a) Поточковый кубит с четырьмя переходами. (b) Радиочастотный СКВИД с проводом кинетической индуктивности. (c) Поточковый CQPS кубит с нанопроводом [91]. (d) Двойной кубит. Туннелирование потока между петлями происходит через центральное джозефсоновский переход.

Отметим, что потоковые кубиты, в отличие от ВЧ-СКВИД-ов, являются  $2\pi$ -периодическими по фазам на каждом соединении. Однако локальные ангармонические потенциалы в потоковых кубитах и ВЧ-СКВИД-ах в окрестности  $\Phi_{\text{ext}} = \Phi_0/2$  очень похожи. Формальная замена больших переходов в потоковых кубитах линейной индуктивностью описывает локальный потенциал потокового кубита и его основные свойства, включая расщепление энергии. Мы можем

перевести параметры в ВЧ-СКВИД-ах как  $E_L \approx (N_J - 1)E_{J0}$  и  $E_J \approx aE_{J0}$ , где  $E_{J0}$  – джозефсоновская энергия JJ потокового кубит. Отношение  $E_J/E_L$ , определяющее форму потенциала, может быть найдено как  $\eta \approx \alpha(N_J - 1)$ , и обычно кубит работает в режиме IV на рисунке 2.24 при  $\eta > 1$ .

Благодаря сильному ангармонизму потоковый кубит можно рассматривать как хорошую двухуровневую систему: два самых низких собственных значения формируются путем гибридизации двух состояний потока, описываемых гамильтонианом уравнения. Одним из недостатков такой геометрии по сравнению с ВЧ-СКВИД-ами является возможная чувствительность к заряду, поскольку система, состоящая из JJ, является  $2\pi$ -периодической по фазам каждого перехода. Чтобы подавить чувствительность энергетических зон к заряду, индуцируемому на островках, каждый переход должен быть шунтирован достаточно большими емкостями.

Параметры кубитов с типичным расщеплением  $\Delta E_{10}$  примерно на 1-10 ГГц следующие:  $E_{J0}$  находится в диапазоне от сотен до тысячи гигагерц, а энергия зарядки  $E_C$  составляет несколько десятков гигагерц. Время релаксации таких кубитов обычно ограничено несколькими микросекундами [123]. На рисунке 2.26(а) показан потоковый кубит 4-JJ с  $E_C/h = 10$  ГГц,  $E_{J0} = 290$  ГГц,  $E_L$  равен примерно  $E_{J0}/3$  (на самом деле он немного выше из-за нелинейности) и  $\alpha = 0,43$ . Это дает оценку  $\eta$  близкую, но превышающую 1,3. Это означает, что квантовая система находится в сильно ангармоничном режиме с двумя четко определенными состояниями потока, соответствующими двум токам, циркулирующим в разных направлениях. На рисунке 2.26(б) показаны экспериментально найденные спектры для такого кубита путем измерения рассеяния распространяющихся волн [91]. Энергии минимальны в симметричной точке ( $E_{10}/h = 10,1$  ГГц), и переход  $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  запрещен. Однако правила отбора недействительны вдали от точки вырождения, поскольку потенциал больше не симметричен.

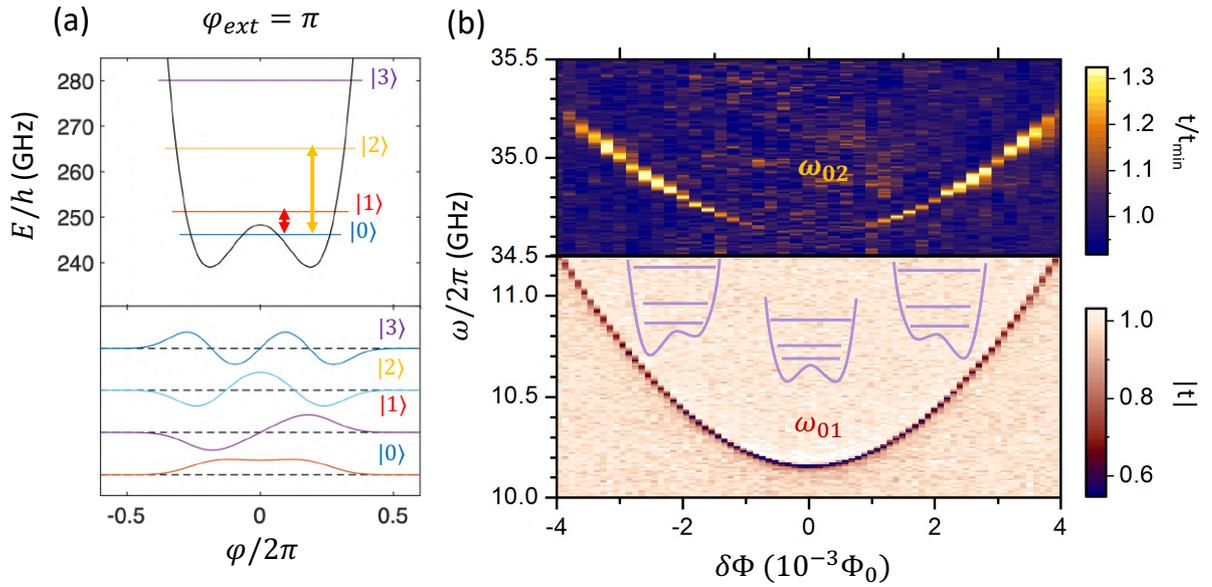


Рисунок 2.26 – (а) Верхняя панель: Потенциал  $U(\varphi)$  с квантованными энергиями при смещении внешнего магнитного поля, соответствующем  $\varphi_{ext} = \pi$ . Нижняя панель: волновые функции в фазовом пространстве. (б) Спектр, измеренный путем рассеяния распространяющихся микроволн по линии передачи с 4-ех-переходным потоковым кубитом, связанным индуктивно. Высоочастотные переходы  $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  измеряются путем мониторинга перехода  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ , в то время как применяются высокие частоты.

### Квантовая оптика с потоковыми кубитами.

Потоковые кубиты, взаимодействующие либо со стоячими волнами [128], либо с распространяющимися электромагнитными волнами [90], ведут себя по-разному в различных режимах и обеспечивают отличную базу для изучения квантово-оптических эффектов благодаря большому ангармонизму, контролируемым переходам и сильной связи с окружением. Еще одним веским аргументом в пользу потоковых кубитов в качестве платформы для квантовой оптики является большой диапазон для выбора параметров кубитов, включая правила отбора и соотношения частот переходов [89, 129, 93, 130, 131]. Различные эффекты могут быть продемонстрированы с помощью одного "атома" с двумя, тремя или более различными уровнями. Мы кратко приведем примеры различных (очень немногих из большого разнообразия) продемонстрированных явлений. Они

были показаны в главе «Квантовая оптика на сверхпроводниковых квантовых системах». Поточковый кубит, подключенный к линии передачи, показан на рисунке 2.25(a).

Можно продемонстрировать сильное взаимодействие искусственного атома с открытым пространством и резонансную флуоресценцию. Асимметричное подключение к паре волноводов позволяет создать однофотонный источник по требованию [102]. Используя третий уровень системы, мы исследовали электромагнитно-индуцированную прозрачность (EIT) [91] и квантовые усилители [89]. Продемонстрированы эффекты лазерной генерации с помощью одного искусственного атома [89, 90]. Также могут быть продемонстрированы новые эффекты, которые никогда не демонстрировались в квантовой оптике с другими системами: эффекты квантового смешивания волн наблюдаются как нетривиальное проявление чрезвычайно сильной нелинейности в потоковых кубитах [132, 129, 93].

### Альтернативные подходы

*C-шунтированный потоковый кубит.* Очевидной дальнейшей модификацией кубита является уменьшение  $E_C$  и подавление чувствительности к флуктуациям заряда, то есть добавление шунтирующей емкости к  $\alpha$ -переходу. Поточковый кубит с  $C$ -шунтированием позволяет значительно улучшить когерентность и время затухания, в то время как кубит по-прежнему сохраняет значительный анггармонизм [98]. Для типичных геометрий соединений было показано, что кубиты с  $C_{sh} \approx 50$  fF имеют  $T_1$  и  $T_2$  приблизительно по 40-50 мкс при сохранении относительно высокого анггармонизма около 1 ГГц по сравнению с трансмонами. Это делает кубиты с  $C$ -шунтированием потенциально применимыми в устройствах NISQ.

*Флаксо́ниум.* Другой возможный подход заключается в формировании индуктивности с помощью цепочки JJs [133]. Такой кубит, названный флаксониум, является модификацией ВЧ-СКВИД-ов с длинной индуктивностью цепочки JJ. Дальнейшее увеличение числа JJ приводит к увеличению индуктивности и

уменьшению  $E_L$ , что помогает снизить чувствительность к потоковому шуму и достичь длительного времени дефазировки [134]. Добавление емкостного шунта к флаксоному позволяет создать систему с более низкими состояниями, локализованными в потенциальных ямах и гибридованными более высокими состояниями за счет туннелирования между ямами [135]. Напротив, еще большее увеличение индуктивности и уменьшение паразитной емкости приводит к режиму, дуальному трансмону, но в фазовой области, где собственные состояния распределены косинусоидальным потенциалом подобно блоховским электронам в кристалле [117]. В целом, упомянутые выше модификации ВЧ-СКВИД-ов обладают большим потенциалом для квантовой оптики и квантовых устройств.

*ВЧ-СКВИД кубит с высокой кинетической индуктивностью.* Несмотря на долгую историю ВЧ-СКВИД-ов, все еще существует большое поле для исследований. Обычно для таких кубитов требуется высокая, но компактная индуктивность. Размер индуктивности имеет решающее значение, поскольку размер эквивалентен емкости. Например, индуктивность размером  $a = 10 - 100$  мкм поверх кремниевой подложки (с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 11,7$ ) будет эффективно иметь емкость  $C \approx \epsilon\epsilon_0 a$  около 1-10 фФ и  $E_C/h \approx 10-100$  ГГц. Одним из способов изготовления компактной индуктивности является использование тонких сверхпроводящих пленок с высокой кинетической индуктивностью [127]. Для изготовления индуктивности была использована тонкая пленка TiN с кинетической индуктивностью около 2 нГн на квадрат, а геометрия ВЧ-СКВИД кубита с проволочками с высокой кинетической индуктивностью показана на рисунке 2.25(b).

*Кубиты на проскальзывании фазы.* Тонкие пленки сильно неупорядоченных материалов проявляют еще одно интересное и необычное для классических сверхпроводников свойство: они становятся изолирующими (демонстрируют переход сверхпроводник–изолятор), когда сверхпроводимость подавляется [136]. Кроме того, тонкие пленки из  $\text{InO}_x$ , TiN, NbN и, вероятно,  $\text{AlO}_x$  демонстрируют идеальный переход в изолирующее состояние без каких-либо признаков нормальных состояний. Все они являются хорошими кандидатами для

реализации другого типа потоковых кубитов – кубитов без джозефсоновских переходов [137]. На рисунке 2.25(с) показана петля, изготовленная из тонкой пленки TiN с нанопроволочкой. Через такую тонкую сверхпроводящую проволочку, магнитный поток может туннелировать в петлю и выходить из нее, проявляя эффект когерентного квантового проскальзывания фазы (CQPS) [116, 127]. Этот эффект интересен как с фундаментальной точки зрения, так и с точки зрения практического применения в метрологии. CQPS дуален эффекту Джозефсона: туннелирование куперовской пары через изолятор заменяется туннелированием магнитного потока через нанопроволочку [138].

Были изучены различные свойства кубитов CQPS [139], и в недавней работе было продемонстрировано устройство квантовой интерференции заряда (CQUID), основанное на интерференции двух туннельных амплитуд [140]. Устройство аналогично СКВИД-у (SQUID), основанному на интерференции амплитуд туннелирования куперовских пар. Кубиты на CQPS имеют высокие потери в сильно неупорядоченных материалах, проблему которых еще предстоит решить. Хорошими кандидатами для получения пленок более высокого качества с высокой кинетической индуктивностью мог бы быть гранулированный оксид алюминия [141].

*Кубиты с двумя петлями.* Все рассмотренные до сих пор потоковые кубиты основаны на туннелировании магнитных потоков между петлей и резервуаром свободного пространства. Однако можно рассмотреть туннелирование потоков между двумя петлями. Это похоже на хорошо известную геометрию двух проводящих островков, соединенных туннельным переходом (например, двойная точка). Было продемонстрировано коллективное поведение кубитов, состоящих из двух петель, соединенных через слабый JJ [101], а позже был тщательно изучен и проанализирован один кубит с двойной петлей [130]. СЭМ-изображение кубита показано на рисунке 2.25(d). Такой кубит описывается двумя квантовыми числами  $N_l$  и  $N_r$ , характеризующими состояния потоков двух петель (например, левой и правой). При некоторых магнитных полях энергии конфигураций  $|N_l, N_r\rangle$  и  $|N_l - 1, N_r + 1\rangle$  являются вырожденными. При вырождении энергии кубитов защищены

от флуктуаций магнитного поля, особенно от глобальных. Также продемонстрирована другая реализация двухпетельных кубитов, основанная на подходе с туннельными переходами в каждой петле [142].

*Кубиты с  $\pi$ -переходами.* Одна из технических проблем потоковых кубитов заключается в том, что в рабочей точке они должны быть смещены внешними магнитными полями в пол кванта потока. Это усложняет управление большими квантовыми схемами и добавляет еще один источник шума от линий смещения. Рабочая точка может быть сдвинута к нулевому магнитному полю, если вместо нее использовать  $\pi$ -переходы вместе с джозефсоновским переходом [143]. Первые результаты по исследованию кубитов с  $\pi$ -переходами показывают реалистичность этого направления [144].

*0 –  $\pi$  кубиты.* Универсальность потоковых кубитов позволяет проектировать более сложные устройства, внедряя концепцию топологически защищенных потоковых кубитов. Одним из примеров является схема с контуром со специальным расположением индуктивностей и джозефсоновских переходов. Схема называется 0 –  $\pi$  кубит [145], и она потенциально реализует топологическую защиту, поскольку состояния кубита могут быть полностью разделены. Однако, несмотря на недавний успех в демонстрации работающих устройств, на практике выполнение операций с такими несвязанными состояниями может оказаться проблематичным, поэтому все еще остается много открытых вопросов, касающихся эффективной топологической защиты.

### **Дальнейшие перспективы потоковых кубитов.**

В этой главе мы описывали основные принципы работы потоковых кубитов, проанализировали их свойства, сравнили различные режимы, показали их ключевые особенности и наметили направления дальнейших исследований. Потоковые кубиты полезны для различных применений, включая фундаментальные исследования в области квантовой оптики. За два десятилетия был достигнут прогресс в понимании различных режимов и модификаций. Основным преимуществом потоковых кубитов по сравнению с шунтированным зарядовым кубитом является их большая внутренняя ангармоничность и

возможность работы в очень широком диапазоне параметров. Это дает реальную надежду на дальнейшую оптимизацию системы и увеличение времен когерентности сверхпроводниковых кубитов.

Мы выделяем следующие возможные направления исследований и совершенствования систем на потоковых кубитах для квантовой информатики и для исследований в области фундаментальной физики. Режим, близкий к потенциалу 4-ой степени, с подавленными флуктуациями заряда (низкие энергии заряда) и большим ангармонизмом очень перспективен для дальнейших практических реализаций, как для хорошего времени когерентности, так и для быстрых логических элементов. Следующим направлением является внедрение материалов с высокой кинетической индуктивностью. Такие материалы требуют дальнейшего изучения. Это может позволить создавать компактные квантовые системы с относительно простыми процессами изготовления. Помимо проблемы согласованности, такие системы обеспечивают хорошую основу для множества систем с сильно различающимися свойствами. Кроме того, сильно неупорядоченные материалы позволяют создавать квантовые системы без джозефсоновских переходов, основанные на эффекте когерентного фазового сдвига в сверхпроводящих нанопроволочках. Это имеет большое значение для фундаментальных исследований с особым акцентом на квантовую метрологию. Еще одним интересным направлением, которое еще предстоит изучить, является квантовая спинтроника. Как уже обсуждалось, петли с  $\pi$ -переходами обеспечивают основу для нового подхода к сверхпроводящей спинтронике. Кроме того,  $\pi$ -переходы в контуре помогают решить одну из основных проблем квантового смещения на полкванта потока кубита без использования магнитных полей. В целом, это демонстрирует, что потоковый кубит является мощным инструментом для исследований фундаментальной сверхпроводимости. Поскольку потоковые кубиты гибкие, существует множество квантово-оптических эффектов, которые можно исследовать в системах в широком диапазоне параметров с хорошими возможностями проектирования энергетических уровней и скорости перехода.

## 2.7 Выводы к главе 2

1. Система из двух сверхпроводниковых зарядовых кубитов, взаимодействующих электростатически через емкость, демонстрирует когерентную временную динамику. Эта динамика в частотном представлении показывает расщепление, которое определяется энергией взаимодействия.

2. Продемонстрирован двухкубитный вентиль CNOT на двух связанных зарядовых кубитах.

3. Реализована схема однократного считывания зарядового кубита. Схема включает в себя остров-ловушку, на которой накапливается избыточный заряд состояния  $|1\rangle$  кубита. Этот заряд затем детектируется чувствительным электрометром – одноэлектронным транзистором.

4. Времена когерентности сверхпроводникового зарядового кубита на аморфном диэлектрике определяются высокочастотным квантовым шумом и низкочастотным  $1/f$  шумом. Высокочастотный шум имеет омическую природу – пропорционален частоте. Низкочастотный  $1/f$  шум имеет квадратичную зависимость от температуры. Обе зависимости ( $f$  и  $1/f$ ) пересекаются на частоте, близкой к частотам температурных флуктуаций, из чего следует, что они, вероятно, имеют общую природу и хорошо описываются двухуровневыми флуктуаторами в двухъямном потенциале с широким распределением высот барьера и случайным смещением.

5. Продемонстрирована работа потоковых кубитов с двумя петлями. Кубиты потенциально устойчивы к глобальным флуктуациям магнитного поля благодаря внутренней симметрии.

6. Систематизированы режимы работы потоковых кубитов с целью оптимизации их свойств: ангармонизма, чувствительности к потоковым и зарядовым флуктуациям.

### **3 Квантовая оптика на сверхпроводниковых квантовых системах**

В этой главе обсуждается применение квантовых систем, описанных в предыдущей главе в экспериментах по квантовой оптике. Квантовая оптика на сверхпроводниковых квантовых системах – быстроразвивающееся направление современной физики. Мы показываем серию экспериментальных реализаций фундаментальных квантово-оптических явлений с одной сверхпроводниковой квантовой системой – искусственным атомом.

Прогресс в управлении квантовым состоянием твердотельных сверхпроводящих схем [49] открывает много интересных возможностей в физике и технологии. Универсальность таких схем позволяет создавать и реализовывать квантовые объекты с заданными параметрами гораздо более гибко, чем при использовании реальных атомов, ионов или спинов. Серия экспериментов [146, 147, 148, 149, 150] продемонстрировала возможность квантово-оптических явлений в схемах с искусственным атомом, когерентно связанным с фотонным полем резонатора. Искусственные квантовые системы обладают рядом особенностей и преимуществ по сравнению с естественными атомами.

#### **3.1 Лазерный эффект на одиночном искусственном атоме**

Одной из первых демонстраций эффекта «классической» квантовой оптики был эксперимент по наблюдению лазерного эффекта на сверхпроводниковой квантовой системе с помощью зарядового кубита [151].

Здесь мы демонстрируем эффект лазерной генерации с помощью одного искусственного атома – зарядового кубита [17] с джозефсоновским – переходом, встроенным в сверхпроводниковый резонатор. Мы используем значительное преимущество твердотельных искусственных атомов по сравнению с

естественными, а именно сильную и управляемую связь с модами резонатора. Наше устройство существенно отличается от существующих лазеров и мазеров. Один и тот же искусственный атом, возбуждаемый с помощью инъекции тока, создает фотонное поле в резонаторе.

Обычные лазеры и мазеры содержат активное вещество со множеством атомов, каждый из которых слабо связан с резонатором из-за их малых размеров. Тем не менее, когерентное взаимодействие отдельного атома и резонатора может быть достигнуто, когда время взаимодействия атом-резонатор становится короче, чем время жизни фотона или время когерентности атома [152, 153]. Такой режим сильной связи приводит к качественно новому лазерному режиму: порог накачки исчезает, что было экспериментально реализовано в одноатомных мазерах и лазерах [154, 155]. С другой стороны, квантовые системы с искусственными атомами позволяют легко достичь случая, когда время взаимодействия становится намного меньше времени когерентности. Режим сильной связи кубита с одиночным фотоном был реализован [146, 147, 156, 157]. Кроме того, управляемое взаимодействие с режимом с одним резонатором вместе с быстрой накачкой инверсной населенности дает возможность реализовать режим генерации со многими фотонами, генерируемыми одним и тем же атомом [155, 158, 159]. В этой работе мы демонстрируем работу мазера, основанную на одном зарядовом кубите с джозефсоновским переходом и с механизмом инверсной населенности, обеспечиваемым одноэлектронным туннелированием [160]. Альтернативная схема генерации со сверхпроводящим кубитом обсуждалась в статьях [161, 162].

Наш мазер на искусственном атоме состоит из резонатора и связанного с ним зарядового кубита (рисунок 3.1). Мы изготовили копланарно-волноводный резонатор на протяжении половины длины волны, используя пленку Nb толщиной 200 нм (рисунок 3.1(с)). Он имеет фундаментальную резонансную частоту  $\omega_0/2\pi = 9,899$  ГГц и добротность  $Q = 7,6 \times 10^3$ . Соответствующая скорость затухания фотонов  $\kappa/2\pi = 1,3$  МГц. Кубит изготавливается путем трехугольного теневого напыления Al вблизи одного из концов резонатора, где электрическое поле достигает максимального значения. Кубит [17] хорошо описывается двумя

зарядовыми состояниями,  $|0\rangle$  и  $|2\rangle$ , отличающимися одной куперовской парой (состоящей из двух электронов) в островке, и характеризуется джозефсоновской энергией  $E_J$  и одноэлектронной зарядовой энергией  $E_C$ . Разность электростатических энергий  $\varepsilon = 4 E_C(n_g - 1)$  между двумя зарядовыми состояниями островка регулируется затвором, который наводит на острове нормализованный заряд  $n_g = C_g V_g / e$ , где  $V_g$  – напряжение затвора, а  $C_g$  – ёмкость затвора. Собственная энергия кубита  $\Delta E = \sqrt{\varepsilon^2 + E_J^2}$  (верхняя правая панель на рис. 3.1(d)). Поскольку кубит соединен с резонатором через электрическое поле ( $\propto a^\dagger + a$ ), гамильтониан системы кубит-резонатор имеет вид

$$H = -\frac{1}{2}(\varepsilon\sigma_z + E_J\sigma_x) + \hbar\omega_0\left(a^\dagger a + \frac{1}{2}\right) + \hbar g_0(a^\dagger + a)\sigma_z. \quad (3.1)$$

Первый член представляет из себя гамильтониан кубита в зарядовом базисе;  $\sigma_z$  и  $\sigma_x$  – матрицы Паули. Второй член описывает резонатор, где  $a^\dagger$  и  $a$  – операторы рождения и уничтожения фотонов соответственно. Взаимодействие между кубитом и резонатором дает третий член и характеризуется силой связи  $g_0$ . Значение  $g_0/2\pi$  найдено равным 80 МГц из подгонки дисперсионной кривой, наблюдаемой при характеристике резонатора по прошедшему излучению, когда кубит смещен на  $\varepsilon = 0$  (рис. 3.2(a)).

Зарядовая энергия кубита (рис. 3.1(a)) составляла  $E_C = e^2/C_\Sigma = h \times 20$  ГГц ( $C_\Sigma$  – общая емкость острова). Кубит заземлён через два джозефсоновских перехода со СКВИД-геометрией, так что эффективная джозефсоновская энергия  $E_J$  контролируется магнитным потоком  $\Phi$  через петлю. Сток (drain) соединен с островком через туннельный переход с сопротивлением 1,0 МОм. Один конец Al-полоски (см. также рис. 3.1(c)) образует еще один туннельный переход с расчетной емкостью  $C_r \sim 200$  аФ, что определяет связь кубит-резонатор. Проводимость перехода  $\sim 200$  кОм не имеет существенного значения для несмещенного перехода. На каждом конце резонатора центральная линия (рис. 3.1(c)) соединена емкостно с

внешней микроволновой линией с характеристическим сопротивлением 50 Ом. Кубит размещён близко к концу резонатора длиной  $\sim 6,24$  мм. Светлые полосы поверх изолирующего слоя  $\text{SiO}_2$  – это линии смещения постоянного тока кубита. Полоса Al проходит от резонатора к кубиту для реализации сильной емкостной связи.

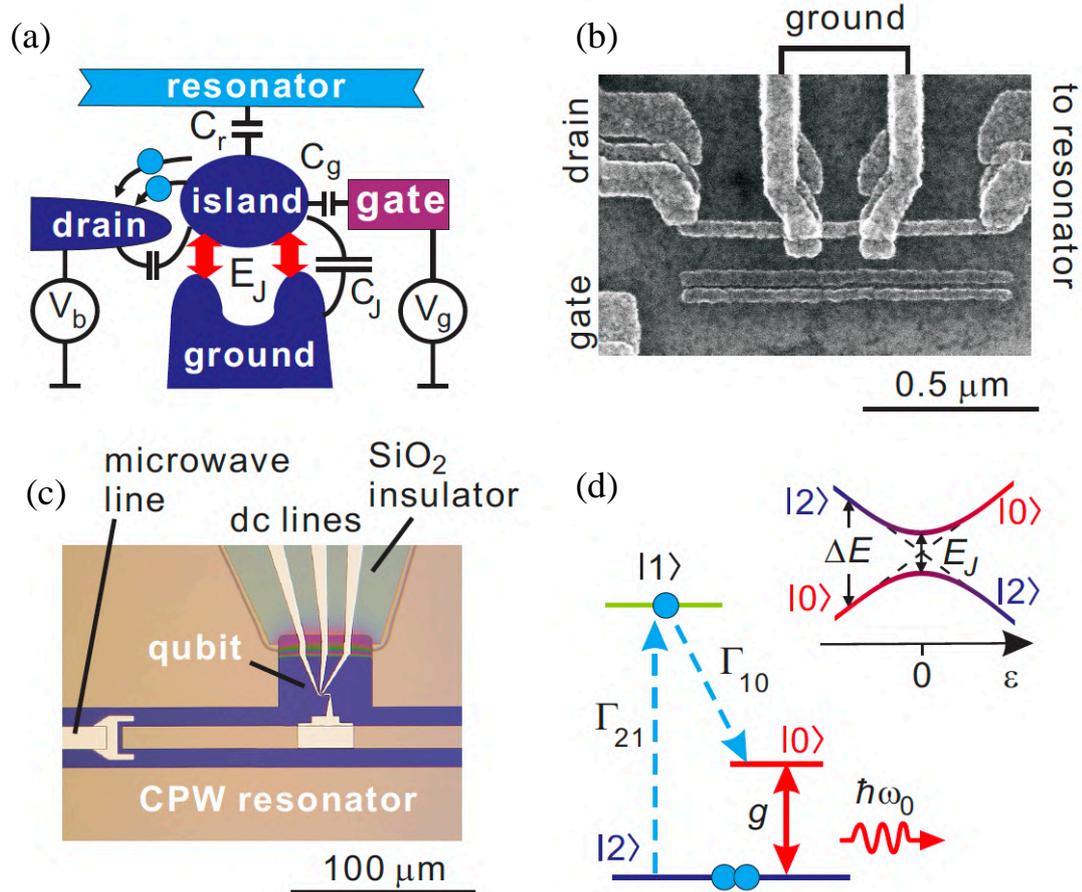


Рисунок 3.1 – Мазер с одиночным искусственным атомом. (а) Схематическое изображение прибора. (б) СЭМ микрофотография кубита. Джозефсоновский зарядовый кубит состоит из сверхпроводящего Al-островка. (с) Микрофотография левого конца Nb копланарного волноводного резонатора. (d) Диаграмма энергетических зон кубита (вверху справа) и механизм генерации (внизу слева). При  $\varepsilon > 0$  инверсная заселенность создается двумя последовательными событиями одноэлектронного туннелирования с острова в сток (drain) в процессе  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |0\rangle$ .

Чтобы создать инверсную заселенность в кубите, мы добавили сток (drain) – электрод, соединенный с островком через туннельный переход с сопротивлением

$R_b$  1,0 МОм (рис. 3.1(a), (b)). На сток подается смещение: при напряжении  $V_b$  выше  $(2\Delta + E_C)/e$ , которое требуется для отрыва двух электронов от островка путем разрушения куперовской пары (где  $\Delta$  – это энергия сверхпроводящей щели;  $\Delta/\hbar \approx 55$  ГГц) [163, 58]. В результате состояние с одной избыточной куперовской парой  $|2\rangle$  распадается в  $|0\rangle$  через два последовательных события одноэлектронного туннелирования в некогерентном процессе  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |0\rangle$  с коэффициентами распада  $\Gamma_{21}, \Gamma_{10} \approx (eV_b \pm E_C)/e^2 R_b$  соответственно (нижняя левая панель на рисунке 3.1(d)). Следовательно, «атом» распадается в состояние  $|0\rangle$  независимо от знака  $\varepsilon$ . При  $\varepsilon = 0$  куперовская пара туннелирует через джозефсоновский переход со стороны заземлённого проводника (стока) к острову ( $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ ) без изменения своей энергии. Таким образом, так называемый джозефсоновский квазичастичный цикл (JQP), включающий три состояния заряда, воспроизводится и приводит к выраженному пику по постоянному току [163, 58]. Для  $\varepsilon \gg E_J$  верхнее собственное состояние кубита равно состоянию, близкому к  $|0\rangle$ , а процесс одноэлектронного туннелирования создает инверсную населенность с эффективной скоростью  $\gamma = \Gamma_{21}\Gamma_{10}(\Gamma_{21} + \Gamma_{10})$ . Для  $V_b = 0,65$  мВ, используемого в приведенном ниже измерении,  $\gamma \approx 2,0 \times 10^9$  с<sup>-1</sup> ( $\gamma/2\pi \approx 320$  МГц), что намного больше, чем  $\kappa$ .

Когда  $\Delta E$  подстраивается к  $\hbar\omega_0$  квант энергии кубита передается в резонатор в виде фотона и сопровождается туннелированием куперовской пары через джозефсоновский переход ( $|0, N\rangle \rightarrow |2, N+1\rangle; |n, N\rangle$  представляет состояние с  $n$  электронами в кубитном островке и  $N$  фотонами в резонаторе). Механизм накачки  $|2, N+1\rangle \rightarrow |1, N+1\rangle \rightarrow |0, N+1\rangle$  представляет из себя цикл JQP с генерацией фотонов и повторяется с увеличением  $N$ , и  $N$  достигает баланса между генерацией и потерями. Связь между состояниями  $|0, N\rangle$  и  $|2, N+1\rangle$  увеличивается с числом фотонов как  $g_0\sqrt{N+1}$ . Поле резонатора стимулирует процесс генерации фотонов, который аналогичен стимулированному излучению в обычных лазерах. Однако в нашем случае фотоны генерируются одним и тем же атомом. В обычных лазерах отношение  $\beta$  скорости спонтанного затухания в режиме генерации к общей скорости спонтанного затухания очень низкое. Следовательно, для достижения

генерации требуется высокая скорость накачки (выше порога генерации). В нашей же системе, когда один атом эффективно соединен с одномодовым резонатором с  $\beta$ , близким к единице, порог перестаёт существовать, и генерация начинается при любой сколь угодно малой скорости накачки [155, 158].

Рисунок 3.2(а) показывает расщепление линии прохождения через резонатор благодаря взаимодействию с кубитом в зависимости от отстройки кубита магнитным полем. Отстройка  $\delta\omega/2\pi \equiv (\delta\omega - \delta\omega_0)/2\pi$  представляет собой разницу между частотой пробного излучения  $\omega/2\pi$  и частотой резонатора  $\omega_0/2\pi$  ( $= 9,889$  ГГц). Кубит смещен на  $\varepsilon = 0$  и  $V_b = 0$ , так что энергия кубита  $\Delta E$  равна  $E_J$  и токовая накачка отсутствует. Наблюдаемая дисперсия кривой воспроизводится формулой

$$\delta\omega = \left( (E_J - \hbar\omega_0) \pm \sqrt{(E_J - \hbar\omega_0)^2 + 4g_0^2} \right) / 2\hbar \text{ с } E_J = E_{J0}, \text{ потому что } E_J = E_{J0}$$

$\cos|\pi\Phi/\Phi_0|$ ,  $E_{J0}/\hbar = 13,7$  ГГц и  $g_0/\hbar = 80$  МГц (красные пунктирные линии).

На рисунке 3.2(б) спектральная плотность мощности излучения от резонатора  $S$  (верхняя панель) показана вместе с током через кубит (нижняя панель) как функция  $\varepsilon$ . Механизм инверсной населенности благодаря процессу JQR активируется при  $V_b = 0,65$  мВ. Джозефсоновская энергия кубита уменьшается до  $E_J/\hbar = 5,4$  ГГц за счет приложенного магнитного потока  $\Phi = 0,38 \Phi_0$ . Излучение видно как две «горячие точки», и соответствующие пики тока появляются на правом склоне токового пика JQR ( $\varepsilon > 0$ ). Эта характеристика в виде двойной горячей точки воспроизводится вокруг каждой точки вырождения заряда между  $|n\rangle$  и  $|n+2\rangle$ , периодически в  $n_g$ . Однако в другом образце с меньшим  $\gamma$  мы наблюдали единственную горячую точку, но с меньшей мощностью излучения. Наблюдаемый пик тока при  $\varepsilon = 0$  обусловлен процессом JQR. На правом склоне пика JQR ( $\varepsilon > 0$ ; сторона излучения) появляются два новых небольших пика тока ( $I_p \sim 0,1$  нА выше пика JQR). Соответственно, мы наблюдаем сильное излучение, показанное в виде двух «горячих точек» на верхней панели. Положение первого пика тока и горячей точки соответствует  $\varepsilon/2\pi \sim 7 \pm 2$  ГГц. Хотя горячая точка довольно широкая, она расположена в соответствии с условием  $\Delta E = \hbar\omega$  ( $\varepsilon = 8,3$  ГГц). В то время как

излучение происходит в широком диапазоне магнитного потока, приведенные здесь данные получены при  $\Phi = 0,38 \Phi_0$ , где  $E_J / h \approx 5,4$  ГГц. Из-за конечных  $\varepsilon$ , эффективная связь в резонансе уменьшается как  $g = g_0 E_J / \hbar \omega_0$  и равна приблизительно 44 МГц. В эксперименте наблюдаются две «горячие точки». Одна из возможных интерпретаций наличия второй горячей точки – возможность двухфотонного резонанса [160], который ожидается при  $\varepsilon = 19$  ГГц. Обратите внимание, что излучение имеет место только тогда, когда электрод стока смещен в диапазоне  $0,57 \text{ мВ} \leq V_b \leq 0,71 \text{ мВ}$ , где JQR цикл JQR является доминирующим процессом переноса тока [162, 163]. Надо обратить внимание также на то, что на стороне поглощения,  $\varepsilon < 0$ , ожидается ослабление СВЧ при  $\Delta E = \hbar \omega_0$  и это действительно наблюдается, хотя здесь это не показано.

На рисунке 3.2(с) показан спектр излучения в одной из горячих точек. Частота интенсивного излучения смещена на  $\sim -0,7$  МГц от частоты резонатора. Пик излучения нестабилен, и он демонстрирует случайные низкочастотные переключения, которые можно отнести к низкочастотному зарядовому шуму (флуктуирующим зарядам в подложке). Однако он примерно ограничен рамками чёрной огибающей кривой на рисунке. Общая мощность излучения в пределах огибающей оценивается как  $W = 7 \times 10^{-16}$  Вт, что соответствует  $N = 2 (W / \hbar \omega_0) / \kappa \approx 30$  фотонам в резонаторе. (Коэффициент 2 – результат равной вероятности убегания фотонов с обоих концов резонатора. Это фактор может быть больше, поскольку внутренние потери резонатора не учитываются.) Большое количество фотонов, накопленных в одномодовом резонаторе, указывает на эффект генерации со спектральной шириной уже, чем  $\kappa$ , а также  $\Gamma_{21}$ . Однако ширина линии все еще намного превышает квантовый предел, полученный из формулы Шавлова-Таунса  $\kappa / (2N)$  [164] ( $\sim 10$  кГц), что означает, что она уширяется из-за какого-то другого механизма, например, флуктуациями заряда.  $\beta$ -фактор оценивается как отношение скорости убегания фотонов из системы к скорости туннелирования куперовских пар с помощью поля  $\beta > (N\kappa) / (I_p / 2e) = 0,4$ . Это подтверждает нашу картину высокой эффективности генерации.

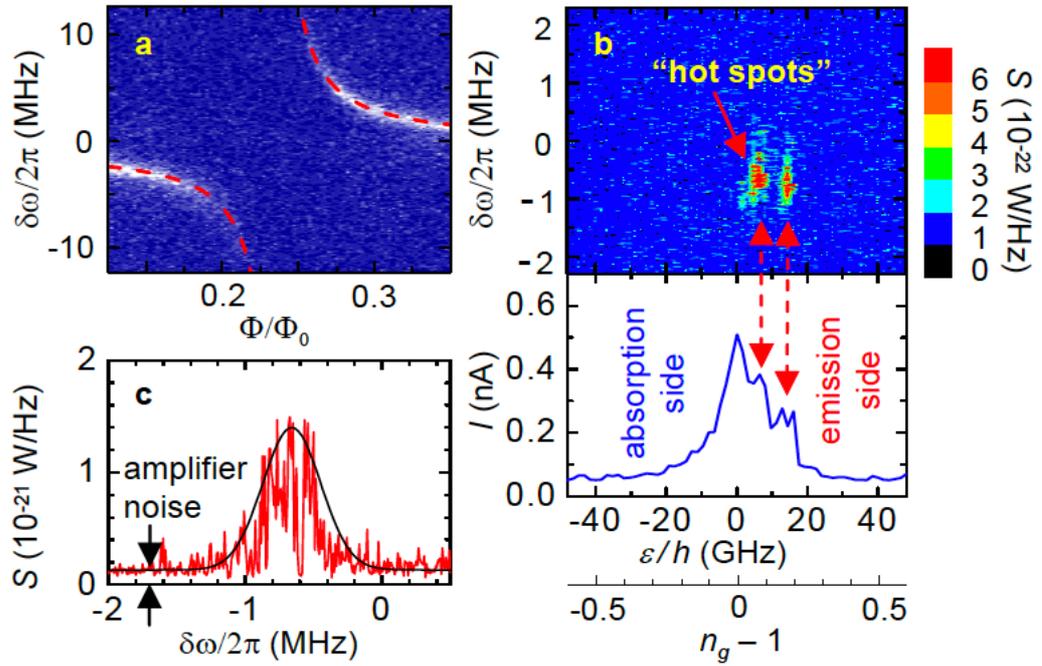


Рисунок 3.2 – Излучение мазера. (а) Спектр пропускания излучения через резонатор, измеренный при слабой микроволновой мощности ( $P = -138$  дБм) как функция магнитного потока  $\Phi$  в контуре СКВИД. Среднее число фотонов в резонаторе поддерживается на уровне ниже 0,3. (b) Мощность излучения спектра  $S$  от резонатора (верхняя панель) вместе с током, протекающим через кубит (нижняя панель) в зависимости от  $\varepsilon$  и  $n_g$ . (c) Спектр мощности излучения  $S$  в одной из горячих точек, снятый при  $\varepsilon/h = 7$  ГГц (красная кривая). Черная кривая представляет собой огибающую пика излучения формы лоренциана. Фоновый уровень определяется усилителем (amplifier noise), который имеет шумовую температуру 10 К.

Далее мы изучаем спектр излучения при внешнем возбуждающем микроволновом излучении, ожидая эффектов внешней синхронизации [58]. Красная кривая на рисунке 3.3(b) иллюстрирует спектр мощности излучения в «горячей точке», когда прикладывается внешняя мощность возбуждения. Кривая соответствует десяти фотонам в резонаторе ( $N^* \equiv (P_{drive}/\hbar\omega_0)/\kappa \approx 10$ ). Синяя кривая измеряется в стороне от «горячей точки», в то время как красная кривая берется в горячей точке ( $\varepsilon/h \approx 7$  ГГц). Пунктирная чёрная кривая представляет собой огибающую спектра излучения в отсутствие какого-либо микроволнового драйва (см. рисунок 3.2). Возбуждённое излучение (красная кривая) воспроизводит форму сигнала возбуждения (синяя кривая) на частоте  $\omega_{drive}/2\pi$  ( $\delta\omega_{drive}/2\pi = -0,5$  МГц), в

то время как излучение подавляется на  $\delta\omega \neq \delta\omega_{drive}$ . Это согласуется с ожидаемым механизмом внешней синхронизации. Красный пик также намного выше синего, который представляет собой спектр пропускания, измеренный при той же мощности накачки и при  $\varepsilon/h = 40$  ГГц (за пределами горячих точек).

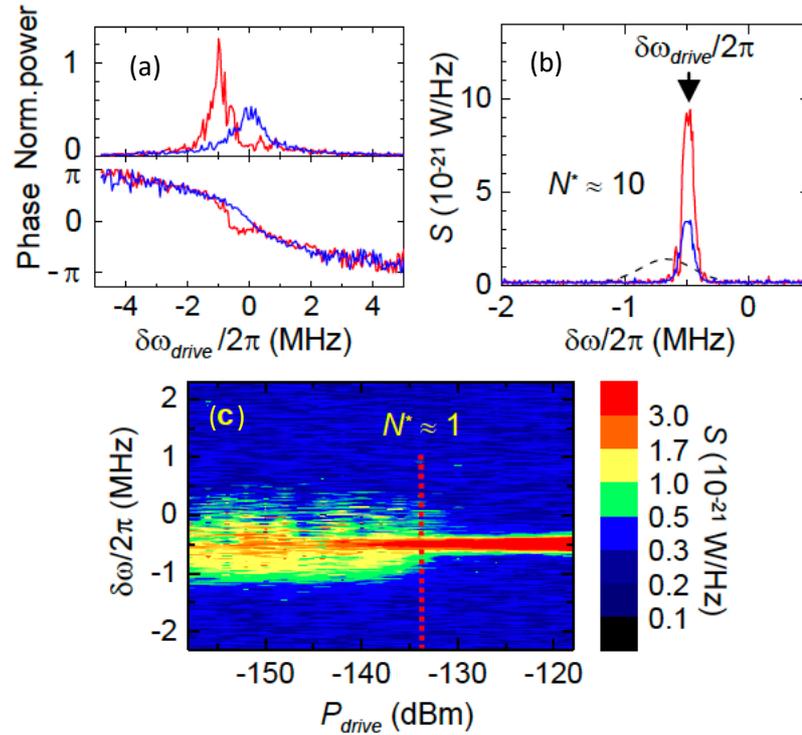


Рисунок 3.3 Усиление СВЧ и внешняя синхронизация. (а) Нормализованная мощность (верхняя панель) и фаза (нижняя панель) когерентного излучения от резонатора в зависимости от отстройки управляющего микроволнового  $\delta\omega_{drive}/2\pi$  от «горячих точек» (синий,  $\delta\omega_{drive}/2\pi = 40$  ГГц) и в «горячей точке» (красная,  $\varepsilon/h \approx 7$  ГГц)  $V_b = 0,65$  мВ. Амплитуда нормализуется на входную мощность накачки  $P_{drive} = -135$  дБм, что соответствует  $N^* = 0,6$  при  $\delta\omega_{drive} = 0$ . На  $\delta\omega_{drive}/2\pi \sim -0,6$  МГц режим усиления переключается в режим ослабления пропускания. Смена режимов также сопровождается резким изменением фазы. (б) Спектр выходной мощности  $S$  под действием возбуждающего микроволнового поля при фиксированной отстройке  $\delta\omega_{drive}/2\pi = -0,5$  МГц и при мощности  $P_{drive} = -125$  дБм. (в) Спектр выходной мощности  $S$  (цветовая карта в логарифмическом масштабе) как функция мощности возбуждения или частоты отстройки  $\delta\omega_{drive}/2\pi = -0,55$  МГц. Спектральная линия сужается и определяется полосой пропускания измерения (100 кГц), когда  $N^* > \sim 1$ .

Мы измерили синхронизацию внешним сигналом в диапазоне  $\delta\omega_{drive}/2\pi$  от -1,5 МГц до 0,5 МГц и обнаружили, что синхронизация происходит при более высокой мощности для большей отстройки от максимума пика излучения. Спектр сильно зависит от мощности накачки (на рисунке 3.3(b)). Когда  $N^*$  превышает один фотон, линия излучения сжимается к частоте возбуждения с шириной, ограниченной полосой пропускания измерения (100 кГц), и амплитудные колебания в синхронизированном сигнале подавляются. Эффект внешней синхронизации, приводящий к стабилизации частоты и сужению излучения дополнительно подтверждает эффект лазерной генерации.

Таким образом, мы продемонстрировали эффект лазерной генерации в простейшей возможной геометрии – один «атом», соединенный с резонатором. Физическая простота и управляемость делают его особенно привлекательным для изучения фундаментальных свойств лазера.

### **3.2 Поточковый кубит в режиме сильной связи с резонатором**

Зарядовые кубиты с большой зарядовой энергией были первыми среди сверхпроводниковых квантовых систем, которые использовались в квантовой оптике, но их применение ограничено из-за коротких времен когеренции. Поэтому важно было реализовать связь потокового кубита с квантово-оптическими объектами. Мы экспериментально исследуем сверхпроводниковый потоковый кубит, сильно связанный с единственной модой высокочастотного копланарного резонатора. Измеряя спектр пропускания в зависимости от внешнего магнитного поля мы демонстрируем кубит, взаимодействующий с резонатором по двум квазипересечениям (антикроссингам). Мы померили спектроскопию кубита, используя дисперсионный сдвиг частоты резонатора, зависящий от состояний кубита. Мы также наблюдали изменение частоты перехода кубита в зависимости

от количества фотонов в резонаторе, известное как динамический штарковский сдвиг.

Двухуровневая квантовая система (например, атом, спин  $1/2$ ), связанная с полем квантового гармонического осциллятора, является объектом изучения резонаторной квантовой электродинамики (КЭД). Такие системы, реализованные в микроволновой [152] и оптической [153] структурах, представляют большой интерес для изучения фундаментальной квантовой механики открытых систем, инженерии квантовых состояний (например, сжатые, шрёдингеровский кот, Фоковские состояния) и были предложены как возможный кандидат для использования в квантовой обработке информации и передачи информации [165, 152, 153]. Новые идеи для аналогов КЭД были недавно предложены и некоторые из них продемонстрированы с использованием сверхпроводниковых макроскопических двухуровневых систем, соединенных с наномеханическими резонаторами [166, 167] или с электромагнитными резонаторами (с зарядовыми [168, 146, 169, 149, 170, 150, 151] потоковыми [147, 148], и фазовыми [171] кубитами).

Преимущество сверхпроводниковых систем на основе КЭД перед атомными заключается в том, что энергия кубита может контролироваться путем внешнего магнитного поля или напряжением на затворе, обеспечивая контроль системы кубит-резонатор. Квантовое состояние сохранялось и когерентно передавалось между двумя сверхпроводниковыми фазовыми кубитами через резонатор [171] и два зарядовых кубита были успешно связаны с использованием резонатора на кристалле в качестве квантовой шины [170]. С помощью зарядовых кубитов были сгенерированы одиночные микроволновые фотоны путем спонтанного рассеивания [106] и мазер на одиночном искусственном атоме был экспериментально продемонстрирован [151] (см. предыдущий раздел).

К сожалению, зарядовые кубиты страдают от низкочастотных фоновых флуктуации заряда. Для того чтобы минимизировать влияние зарядового шума, который является основным источником декогеренции зарядовых кубитов, необходимо понижать зарядовую энергию, увеличивая емкость кубита [106, 172].

С другой стороны, можно использовать потоковые кубиты вместо зарядовых [173]. Основное преимущество потоковых кубитов перед зарядовыми кубитами заключается в том, что они менее чувствительны к зарядовому шуму. В большинстве работ по потоковым кубитам использовались резонаторы с низким коэффициентом добротности [147, 174]. Однако, в резонаторах с низкой добротностью  $Q$ , скорость затухания фотонов намного больше, чем сила связи, т.е. режим сильной связи не может быть достигнут.

Связь потоковых кубитов с копланарным резонатором волноводом высокой добротности через взаимную индуктивность теоретически изучалась в работе [173]. При разумных параметрах системы, энергия связи  $g$  порядка  $2\pi\hbar \times 100$  МГц может быть достигнута, в то время как скорость убегания фотонов  $k$  из резонатора может быть намного меньше 1 МГц. С другой стороны, эксперименты показывают, что скорость затухания для потоковых кубитов  $\gamma/2\pi < 1$  МГц легко достижима. Таким образом, условие для сильной связи  $g/\hbar \gg \gamma, k$  выполняется.

### **Описание эксперимента и результаты**

В данной работе мы демонстрируем резонансную и нерезонансную (дисперсионную) сильную связь между потоковым кубитом и микроволновым полем в высокодобротном резонаторе. Спектр пропускания системы в зависимости от внешнего магнитного поля имеет два квазипересечения. Квазипересечения появляются из-за сильной связи, когда расстояние между энергетическими уровнями кубита выравнено с частотой резонатора, и размер квазипересечения зависит от силы связи. Эта связь была использована для измерения расстояния между энергетическими уровнями квантово-механических состояний потоковых кубитов с помощью протокола неразрушающего квантового состояния [168, 152]. Мы также показываем, что из-за взаимодействия между потоковым кубитом и квантованным полем в резонаторе, которое соответствует в среднем  $n$  фотонам ( $\bar{n}$ ), приводит к большому динамическому штарковскому сдвигу энергетических уровней кубита. Этот эффект наблюдался в системе атомов и с зарядовыми кубитами.

Мы используем сверхпроводниковый копланарный резонатор на чипе. Резонатор описывается гамильтонианом гармонического осциллятора  $H_r = \hbar\omega_r(a^\dagger a + 1/2)$ , где  $\omega_r$  – резонансная частота,  $a$  и  $a^\dagger$  операторы рождения и уничтожения фотонов соответственно.

Наш потоковый кубит представляет собой сверхпроводящую петлю с четырьмя джозефсоновскими переходами [96, 123]. Три перехода спроектированы идентичными, в то время как четвертый меньше, чем остальные в  $\alpha$  раз. Два нижних уровня кубита хорошо отделены от более высоких уровней и могут быть описаны гамильтонианом  $H_q = -\frac{1}{2}(\Delta\sigma_x + \varepsilon\sigma_z)$ , где  $\Delta$  – энергия туннелирования между двумя ямами потенциала кубита, и  $\varepsilon = 2I_p(\Phi - 0,5\Phi_0)$  – смещение между двумя соседними потоковыми состояниями кубита,  $I_p$  – его постоянный ток,  $\Phi$  – приложенный внешний магнитный поток,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока, и  $\sigma_{x,z}$  – матрицы Паули. Параметры кубита, такие как постоянный ток и энергия туннелирования, предопределены во время процесса изготовления, в то время как третий параметр – внешний магнитный поток контролируется во время эксперимента.

Кубит расположен вблизи центра резонатора, где пучность колебаний тока (магнитного поля) максимальная, и соединен с резонатором через взаимную индуктивность  $M$ . Соответствующая гамильтониана, описывающая магнитное дипольное взаимодействие, имеет вид  $H_{\text{int}} = g(a + a^\dagger)\sigma_z$ , где  $g = \hbar MI_p I_{\text{rms}}$  – константа связи,  $I_{\text{rms}} = \sqrt{\hbar\omega_r/2L}$ , а  $L$  – индуктивность копланарной линии. Ненулевой ток возникает из-за осцилляций нулевой энергии поля резонатора.

Общий гамильтониан связанной системы из гармонического осциллятора и двухуровневой системы:

$$H = \hbar\omega_r \left( a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} (\varepsilon\sigma_z + \Delta\sigma_x) + g(a + a^\dagger)\sigma_z. \quad (3.1)$$

Этот гамильтониан описывает когерентный обмен энергией между двухуровневой системой и резонатором со скоростью  $g/2\pi\hbar$ .

Копланарный резонатор изготовлен методом жидкостного травления сверхпроводящей пленки ниобия толщиной 200 нм, нанесенной на термически окисленный кремниевый чип толщиной  $5 \times 2,5 \text{ мм}^2$  с помощью оптической и электронно-лучевой литографии (рисунок 3.4)

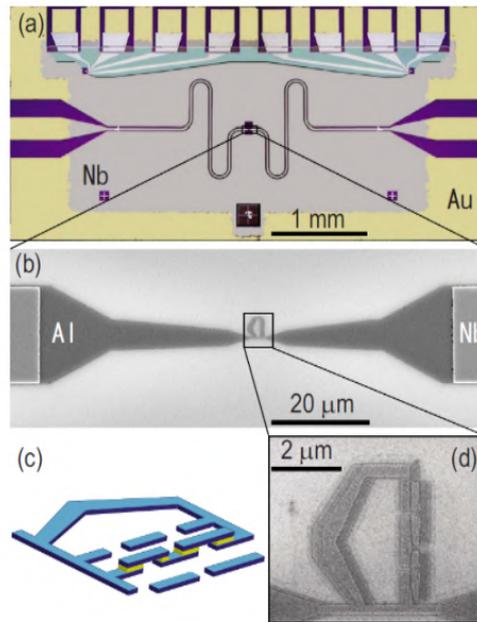


Рисунок 3.4 – (а) Оптическое изображение сверхпроводящего Nb копланарно-волноводного резонатора на кремниевом чипе площадью  $52,5 \text{ мм}^2$ . (б) СЭМ фотография полоски из алюминия с кубитом в центре перекрывающего прерванный центральный проводник Nb слева. (с) Схематическое изображение кубита. (д) Поточковый кубит с четырьмя джозефсоновскими переходами, соединенными между собой.

Ширина центральной линии составляет 20 мкм, а зазор между центральной линией и плоскостью земли – 10 мкм, в результате чего волновое сопротивление составляет около 50 Ом, и оно оптимально согласовано с СВЧ компонентами.

Частота резонанса основной моды полуволнового переходного копланарного резонатора составляет  $\omega_r/2\pi \approx 9,907 \text{ ГГц}$ . При температурах  $T < 50 \text{ мК}$ , намного меньше  $\hbar\omega_r/k_B \approx 500 \text{ мК}$ , резонатор находится почти в основном

состоянии, с тепловой заселенностью  $\bar{n} < 8 \cdot 10^{-5}$ . Среднеквадратичный ток из-за нулевых колебаний энергии составляет  $I_{\text{rms}} = \sqrt{\hbar\omega_r/2L} \approx 36,5$  нА, где общая индуктивность резонатора  $L \approx 2,5 \times 10^{-9}$  нГ. Добротность резонатора  $Q \approx 7000$  ограничена внешними потерями, в то время как внутренние потери резонатора пренебрежимо малы и соответствующий коэффициент добротности для таких резонаторов (измеренный для аналогичных резонаторов с более слабой связью) превышает  $3 \times 10^4$ . Внешние потери контролируются входной и выходной емкостями  $C_{\text{in/out}} \approx 2,6$  фФ, а соответствующая скорость убегания фотонов составляет  $\kappa = \omega_r/Q$ , где  $\kappa/2\pi \approx 1,4$  МГц.

Центральная ниобиевая линия резонатора прерывается вблизи его центра, и в линию вставляется алюминиевый мост с кубитом. Мостик имеет сужение и связан с кубитом через кинетическую индуктивность. Мостик и кубит напыляются вместе с помощью метода двухуглового теневого напыления. Толщина первого и второго слоев составляет 20 нм и 30 нм, соответственно. Для формирования туннельного перехода алюминий окисляется в смеси Ag и O<sub>2</sub> перед осаждением второго слоя. В наших экспериментах взаимная индуктивность составляет около  $M \approx 15,2$  пН, что дает энергию связи  $g \approx 2\pi\hbar \times 120$  МГц.

Система кубит-резонатор изучается путем измерения амплитуды  $T$  и фазы  $\varphi$  мощности микроволнового зонда  $P_{\text{rf}}$  в зависимости от частоты зонда  $\omega_{\text{rf}}$  с помощью векторного анализатора цепи. На рисунке 3.5 показана упрощенная схема микроволновой цепи. В этой установке наш резонатор, схематично представленный как  $LC$ -элемент, соединен с потоковым кубитом через взаимную индуктивность  $M$ . Сигнал, проходящий через резонатор, усиливается с помощью криогенного усилителя на уровне 4,2 К и усилителя комнатной температуры. Атенюаторы и циркуляторы используются для предотвращения утечки теплового излучения в резонатор. Смещение  $\varepsilon$  кубита контролируется внешним полем, приложенным с помощью небольшой катушки.

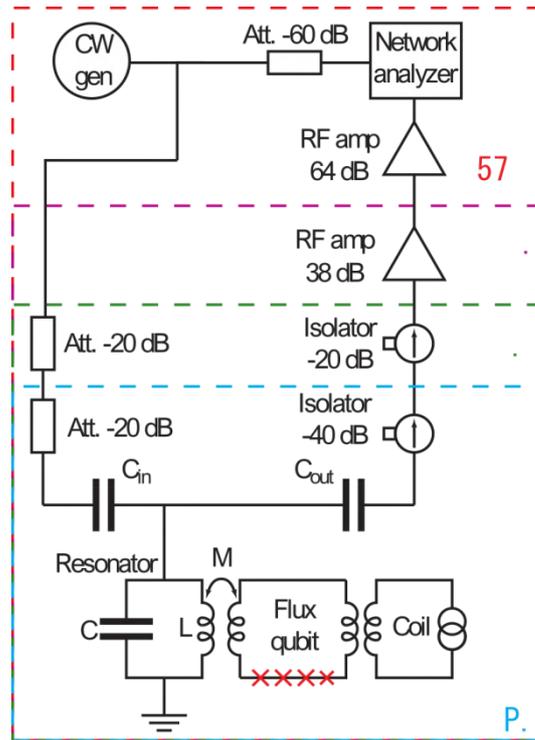


Рисунок 3.5 – Схема измерительной установки.

Кубит влияет на эффективную индуктивность резонатора, которая зависит от энергетического смещения  $\varepsilon$ , энергии связи  $g$  и состояния кубита. Спектр пропускания как функция энергетического смещения показан на рисунке 3.6. В наших измерениях мы обычно поддерживаем мощность  $P_{rf}$  ниже  $10^{-18}$  Вт, что соответствует числу фотонов внутри резонатора  $\bar{n} = P_{rf}/\kappa\hbar\omega_{rf}$  порядка 0,01. Это позволяет нам измерять переходы фотонов из/в основное состояние. Большая мощность приводит к заселенности более высоких энергетических уровней в системе гармонического осциллятора и к появлению дополнительных пиков в спектре [175]. Мы наблюдаем квазипересечения между состоянием однофотонного резонатора и первым возбужденным состоянием кубита, перестраивая энергию кубита в резонанс и из резонанса с помощью внешнего магнитного потока, соответствующего  $\varepsilon/2\pi\hbar = 9,68$  ГГц ( $\varepsilon = \sqrt{(\hbar\omega_r)^2 - \Delta^2}$ ). Точки антикроссинга (квазипересечения) соответствуют вырождению кубита-резонатора ( $\hbar\omega_a = \hbar\omega_r$ ), где система находится в состоянии суперпозиции. Вдали от точек вырождения, кубиты и резонатор эффективно развязаны, что проявляется в виде резонансного

пропускания на частоте почти  $\omega_r$ . Экспериментальные данные находятся в отличном согласии с расщеплением уровней, найденными путем точной диагонализации полного гамильтониана (белые штриховые линии). Наблюдение антикроссингов демонстрирует, что предел сильной связи QED (КЭД) достигнут.

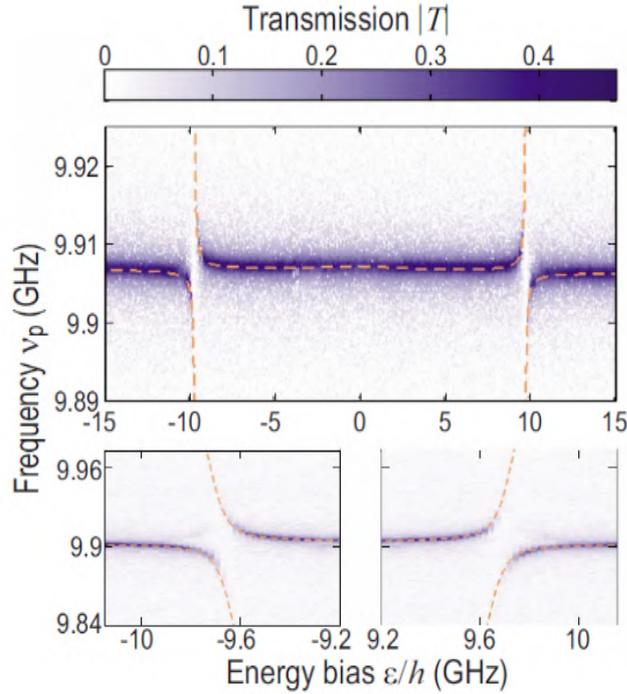


Рисунок 3.6 – Амплитуда пропускания резонатора Т построена в зависимости от частоты зонда и смещения энергии кубита. Нижние панели – увеличенные графики антикроссингов. Пунктирные линии представляют фит, основанный на точных решениях гамильтониана (3.1).

Сильная связь между кубитом и резонатором может быть использована для проведения квантовых неразрушающих измерений. Мы снимаем спектры кубита, измеряя пропускание через резонатор. В дисперсионном пределе, когда отстройка  $\delta = \hbar(\omega_a - \omega_r)$  велика по сравнению с  $g$ , диагонализация гамильтониана (3.1) после преобразования в собственном базисе кубита и использования приближения вращающейся волны, приводит к эффективному гамильтониану [168, 173]

$$H \approx \left( \hbar\omega_r + \frac{g_1^2}{\delta} \sigma_z \right) a^\dagger a - \frac{1}{2} \left( \hbar\omega_a + \frac{g_1^2}{\delta} \right) \sigma_z,$$

где  $g_1 = g \cos \theta$  и  $\theta = \arctan \Delta / \varepsilon$ . Первый член описывает зависимость частоты резонатора  $\omega_r \pm g_1^2 / \hbar \delta$  от состояния кубита  $\sigma_z$ , отстройки  $\delta$  и связи  $g$ . Таким образом, состояние кубита можно определить, измерив частоту перехода резонатора (принцип дисперсионного считывания). Используя это свойство системы, мы измерили спектр состояния, в основном определяемого кубитом (т.е. спектр кубита). С другой стороны, разделение уровней кубита  $\tilde{\omega}_a = \omega_a + 2ng_1^2 / \hbar \delta + g_1^2 / \hbar \delta$  зависит от числа фотонов в резонаторе. Второй член, пропорциональный  $2n$ , соответствует эффекту динамического штарковского сдвига, а последний член соответствует сдвигу Лэмба. В оптимальной точке кубита мы имеем сдвиг частоты  $g_1^2 / \hbar \delta \approx 2\pi 1,9$  МГц.

Для того чтобы найти разделение уровней кубита, мы непрерывно измеряем фазу  $\varphi$  передаваемого зондирующего сигнала [169]. Частота зондирующего сигнала настраивается на максимальное пропускание через резонатор, которое происходит при  $\omega_{rf} = \omega_r + g_1^2 / \hbar \delta$ , когда кубит находится в основном состоянии. Кубит возбуждается дополнительной непрерывной СВЧ волной с частотой  $\omega_e$ , через тот же входной порт, что и зондирующий сигнал. При большой амплитуде возбуждения, когда частота СВЧ-сигнала  $\omega_e$  совпадает с частотой переходного кубита  $\omega_a$ , населенности в возбужденном и основном состояниях приближаются к  $1/2$ . В этом случае измеренный сдвиг фазы зондирующего сигнала должен насыщаться при  $\delta\varphi = \tan^{-1}(g_1^2 / \hbar \delta k)$ . Изменяя частоту  $\omega_e$  и энергию смещения и непрерывно измеряя  $\varphi$ , мы построили график разделения энергетических уровней  $\tilde{\omega}_a$  кубита (рисунок 3.7). Сдвиг фазы, вызванный возбуждением кубита, наблюдается в виде узкой темной (ниже 9,9 ГГц) и яркой (выше 9,9 ГГц) линий. Как и ожидалось, когда  $\hbar\omega_a < \hbar\omega_r$ , мы наблюдаем отрицательное изменение, в то время как при  $\hbar\omega_a > \hbar\omega_r$  изменение фазы положительно и уменьшается с энергией кубита. В отличие от предыдущих экспериментов с потоковыми кубитами, в наших экспериментах во время измерения состояние кубита проецируется на собственные состояния кубита, а не на потоковые состояния [63]. Таким образом, мы можем различать состояния кубита в его оптимальной точке.

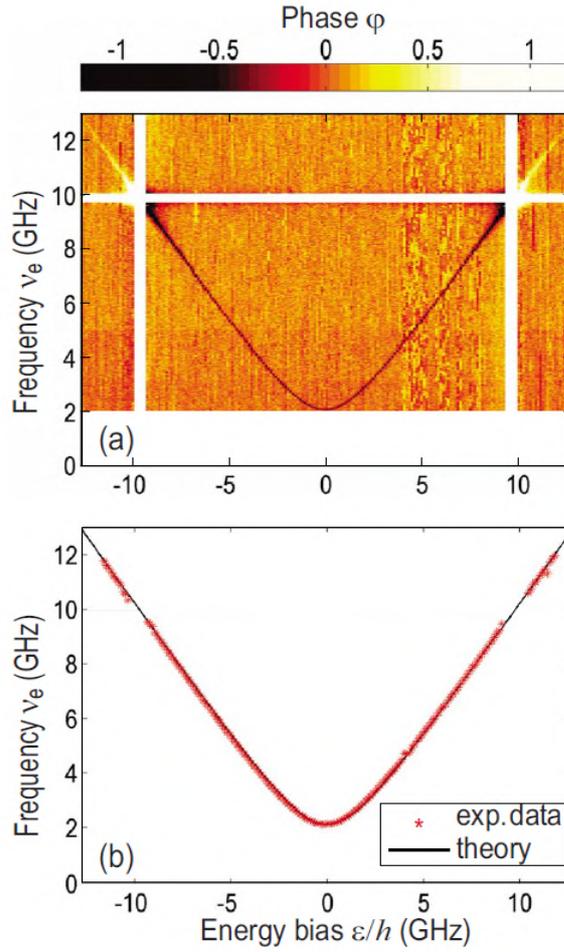


Рисунок 3.7 – (а) Двумерный график фазы  $\phi$  прошедшего через резонатор сигнала, в зависимости от энергии смещения  $\varepsilon$  и частоты возбуждающего сигнала  $\nu_e$ . (б) Сравнение эксперимента с теорией.

Используя эту технику, мы также измеряли спектроскопию верхних уровней кубитов (не представлены в данной работе). Результаты спектроскопии аппроксимированы к собственному состоянию полного гамильтониана системы потокового кубита с четырьмя джозефсоновскими переходами. Из аппроксимации мы находим зарядовую энергию переходов  $E_C \approx 2\pi\hbar \times 2,67$  ГГц, их джозефсоновскую энергию  $E_J \approx 2\pi\hbar \times 153$  ГГц,  $\alpha \approx 0,58$ . Сила связи была найдена путем измерения расщепления вакуумных осцилляций Раби и составила  $g \approx 2\pi\hbar \times 120$  МГц. Постоянный ток был найден из положения внешнего потока двух антикроссингов  $I_p = \delta\varepsilon/2\Delta\Phi_{ext} \approx 144$  нА. Сравнение экспериментальных данных с расчетной линией, показанной на рисунке 3.7, демонстрирует их отличное соответствие.

Для спектроскопических измерений мы использовали зависимость частоты резонатора от состояния кубита. Соответственно, резонатор в свою очередь также действует на кубит через их взаимную связь. Это "обратное действие" проявляется в виде постоянного лэмбовского сдвига, и динамического штарковского сдвига, который пропорционален количеству фотонов в резонаторе. Для измерения динамического штарковского сдвига мы используем ту же технику, что и для спектроскопических измерений на кубитах, но меняем мощность зонда  $P_{\text{rf}}$  и частоту резонатора  $\omega_e$  в оптимальной точке кубита  $\varepsilon = 0$ . На рисунке 3.8 мы представляем график изменения фазы  $\varphi$  в зависимости от мощности зонда и частоты спектроскопии, и сравниваем его с теорией. Мы наблюдаем, что разделение уровней кубитов  $\tilde{\omega}_a$  является линейной функцией мощности зонда. В пределе малой мощности  $P_{\text{rf}} \rightarrow 0$ , несвязанный кубит имеет лэмбовское смещение разделения уровней  $\tilde{\omega}_a = \omega_a + g_1^2/\hbar\delta \approx 2\pi \times 2,12$  МГц. При таком смещении энергии динамический штарковский сдвиг из-за одного фотона составляет  $2g_1^2/\hbar\delta \approx 2\pi \times 3,8$  МГц. Теперь можно определить зависимость числа фотонов внутри резонаторного  $\bar{n}$  от входной мощности  $P_{\text{rf}}$ .

Используя этот метод, мы откалибровали уровень мощности зондирующего излучения для вакуумного Раби расщепления и спектроскопических измерений, который соответствует  $\bar{n} = 0,01$ .

Таким образом, мы получили сильную связь между сверхпроводниковым резонатором с потоковым кубитом, что подтверждается наблюдением антикроссинга и расщеплениями Раби в спектре пропускания системы. В дисперсионном режиме сильная связь приводит к сдвигу частоты резонатора в зависимости от состояния кубита. Используя это свойство системы, мы провели спектроскопические измерения. С другой стороны, резонатор также воздействует на кубит, что приводит к динамическому штарковскому сдвигу разделения уровней кубита. Результаты всех трех измерений прекрасно согласуются с теоретическими расчетами.

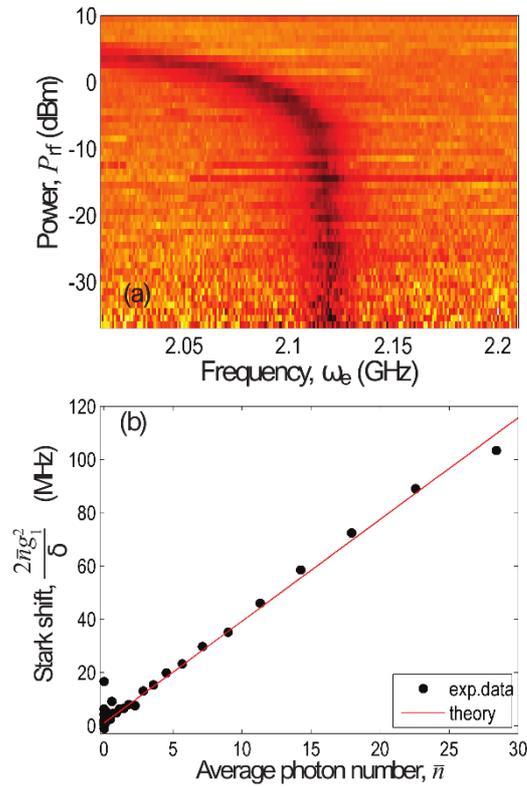


Рисунок 3.8 – (а) График изменения фазы  $\varphi$  в зависимости от мощности зонда и частоты спектроскопии (б) Сравнение эксперимента с теорией.

### Полный Гамильтониан системы

Полный гамильтониан системы состоит из двух основных частей. Первая часть описывает резонатор, а вторая – кубит, включая член взаимодействия. Гамильтониан резонатора описан в основном тексте. Гамильтониан кубита может быть записан как

$$\begin{aligned}
 H_q = & \sum_{i=1}^3 \left[ \frac{\hbar^2}{16E_C} \dot{\varphi}_i^2 - E_J \cos \varphi_i \right] + \\
 & + \alpha \left[ \frac{\hbar^2}{16E_C} \dot{\varphi}_4^2 - \cos \left( \sum_{i=1}^3 \varphi_i - \frac{2\pi}{\Phi_0} \tilde{\Phi}_{\text{ext}} \right) \right],
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

где  $\Phi_0 \tilde{\Phi}_{\text{ext}} = \Phi_{\text{ext}} + MI_r$ , а  $\Phi_{\text{ext}}$  – приложенный магнитный поток. Второй член описывает магнитное поле, создаваемое током  $I_r$  в резонаторе через взаимную индуктивность  $M$ . Поскольку для реалистичных экспериментальных параметров мы имеем  $\max(MI_r) \sim 10^{-3}\Phi_0$ , мы можем аппроксимировать последний член в (3.2) как

$$\cos\left(\sum_{i=1}^3 \varphi_i - \tilde{\Phi}_{\text{ext}}\right) \approx \cos\left(\sum_{i=1}^3 \varphi_i\right) + \frac{\partial H_q}{\partial \Phi_{\text{ext}}} \frac{MI_r}{\alpha E_J}.$$

Используя это приближение, мы можем разделить гамильтониан на часть, описывающую только кубит и его взаимодействие с резонатором. Кубитную часть можно, как обычно, свести к спин-1/2 гамильтониану. В пучности поля резонатора оператор тока записывается как  $I_r = I_{\text{rms}}(a + a^\dagger)$ . После несложных вычислений получаем

$$H_{q,r} = MI_p I_{\text{rms}}(a + a^\dagger)\sigma_z = g(a + a^\dagger)\sigma_z$$

и приходим к гамильтониану (3.1).

### **Теоретический анализ потокового кубита, связанного с копланарным резонатором с учетом затухания**

Далее мы анализируем систему из сверхпроводящего ПСИАТ-а (потокового искусственного атома), соединенного с резонатором на основе линии передачи. Наша цель состоит, во-первых, в том, чтобы провести детальное описание одетых состояний ПСИАТ-а, образующихся при взаимодействии с квантованным полем резонатора, и изучить их влияние на наблюдаемую частотную зависимость коэффициента пропускания. Во-вторых, будет описан режим промежуточной силы связи, изучавшийся в работе [176]. Соответственно, глава организована следующим образом. Во втором разделе описывается модель системы. В разделе 3.2 мы рассчитываем энергетические уровни системы. Разрешенные переходы

между уровнями могут быть обнаружены с помощью спектроскопии с применением внешних управляющих полей. Различные представления гамильтониана системы обсуждаются, в частности, в приближении вращающейся волны (ПВВ), удобной для нахождения стационарных решений. Аналитическое решение для основного кинетического уравнения представлено для случая слабой и численный расчет для сильной накачки. В заключительном разделе помещены детали теории для расчета коэффициента пропускания через резонатор.

### Описание системы

Мы рассматриваем ПСИАТ, индуктивно связанный с резонатором на основе копланарного волновода, см. рис. 3.18. Здесь мы будем рассматривать ПСИАТ в виде петли из сверхпроводника, с тремя последовательными джозефсоновскими переходами [96]. Два базисных состояния его естественным образом описываются в т.н. потоковом базисе  $|\uparrow\rangle$ ,  $|\downarrow\rangle$ , где они различаются по направлению циркулирующего тока (по часовой стрелке и против часовой стрелки) в контуре. Ток ПСИАТ-а взаимодействует с полем резонатора как магнитный диполь, что позволяет математически выразить энергию их связи. Резонатор изготавливается при помощи фотолитографии путем формирования двух зазоров, отделяющих определенный участок копланарной линии передачи длиной  $l$  и образующими на его концах  $x = \pm l/2$  электрические конденсаторы емкостью  $C_0$ ; емкости определяют связь резонатора с оставшимися полубесконечными линиями [177]. Расположим ПСИАТ вблизи геометрической середины резонатора ( $x = 0$ ), где максимален ток основной моды его колебаний. Заметим, что размеры ПСИАТ-а значительно меньше резонансной длины для основной моды, поэтому его можно рассматривать как точечный объект (выполняется дипольное приближение).

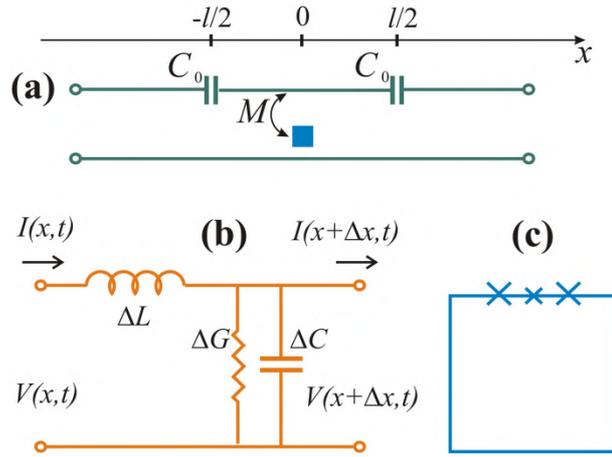


Рисунок 3.9 – (а) Схема системы. ПСИАТ обозначен синим квадратом, с резонатором линии передачи через индуктивность  $M$ . (б) Эквивалентная схема для описания бесконечно малого отрезка длиной  $\Delta x$  линии передачи. (с) Более подробная схема ПСИАТ-а с 3 джозефсоновскими переходами.

Полный гамильтониан системы с учетом когерентной накачки

$$H = H_{\text{qb-r}} + H_{\mu\omega} \quad (3.3)$$

является суммой члена  $H_{\mu\omega}$ , отвечающего накачке, и члена взаимодействия

$$H_{\text{qb-r}} = H_{\text{qb}} + H_{\text{r}} + H_{\text{int}}, \quad (3.4)$$

который состоит из вкладов ПСИАТ-а ( $H_{\text{qb}}$ ), резонатора ( $H_{\text{r}}$ ) и их взаимодействия ( $H_{\text{int}}$ ). В потоковом базисе и в двухуровневом приближении гамильтониан ПСИАТ-а записывается как [96]

$$H_{\text{qb}} = -\frac{\Delta}{2}\sigma_x - \frac{\varepsilon}{2}\sigma_z, \quad (3.5)$$

где  $\Delta$  определяется величиной туннельной энергии, а асимметрия глубин потенциальных ям  $\varepsilon = 2I_{\text{p}}(\Phi - \Phi_0/2)$  определяется проходящим через кольцо

смещающим потоком  $\Phi$ ,  $I_p$  – циркулирующий ток,  $\sigma_{x,z}$  – матрицы Паули ( $\sigma_z|\downarrow\rangle = -|\downarrow\rangle$ ); оператор для наблюдаемой величины тока записывается как  $\hat{I}_{qb} = -I_p\sigma_z$ .

В одномодовом приближении гамильтониан резонатора записывается так же, как для обыкновенного гармонического осциллятора:

$$H_r = \hbar\omega_r \left( a^\dagger a + \frac{1}{2} \right), \quad (3.6)$$

где  $a$  и  $a^\dagger$  – это бозонные операторы рождения и уничтожения, действующие в фокковском пространстве состояний согласно стандартным выражениям  $a|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle$  и  $a^\dagger|n-1\rangle = \sqrt{n}|n\rangle$ .

Член, описывающий связь между подсистемами, записывается, исходя из дипольной энергии магнитного взаимодействия:

$$H_{\text{int}} = M\hat{I}(0)\hat{I}_{qb} = -\hbar g(a^\dagger + a)\sigma_z, \quad (3.7)$$

$$\hbar g = MI_{r0}I_p, \quad (3.8)$$

где  $M$  – взаимная индуктивность,  $\hat{I}(0) = I_{r0}(a + a^\dagger)$  оператор наблюдаемой величины тока в резонаторе в точке  $x = 0$ .

Резонатор возбуждается внешним сигналом накачки на частоте  $\omega_d$ , близкой к собственной частоте его основной моды. Такой сигнал, имеющий амплитуду  $\xi$ , может быть описан дополнительным слагаемым

$$H_{\mu w} = \xi (ia e^{i\omega_d t} - ia^\dagger e^{-i\omega_d t}), \quad (3.9)$$

описывающим обмен фотонами между резонатором и внешним когерентным полем.

### Энергетические уровни и спектроскопия одетых состояний

В энергетическом базисе ПСИАТ-а [178] гамильтониан системы ПСИАТ-резонатор условно можно подразделить на две части:

$$H'_{\text{qb-r}} = H'_0 + H'_{\text{int}}, \quad (3.10)$$

где

$$H'_0 = \frac{\hbar\omega_{\text{qb}}}{2}\sigma_z + \hbar\omega_r \left( a^\dagger a + \frac{1}{2} \right), \quad (3.11)$$

$$H'_{\text{int}} = -\hbar g (a^\dagger + a) \left( \frac{\varepsilon}{\hbar\omega_{\text{qb}}}\sigma_z - \frac{\Delta}{\hbar\omega_{\text{qb}}}\sigma_x \right), \quad (3.12)$$

причем энергетическое расщепление ПСИАТ-а составит

$$\hbar\omega_{\text{qb}} = \sqrt{\Delta^2 + \varepsilon^2}. \quad (3.13)$$

Собственные состояния системы без взаимодействия (неодетые)  $|e, n\rangle$  ( $|g, n\rangle$ ) факторизованы, т.е.  $|e, n\rangle = |e\rangle \otimes |n\rangle$  ( $|g, n\rangle = |g\rangle \otimes |n\rangle$ ), и им соответствуют следующие значения собственных энергий:

$$E_{e/g, n} = \pm \frac{\hbar\omega_{\text{qb}}}{2} + \hbar\omega_r \left( n + \frac{1}{2} \right). \quad (3.14)$$

Уровни  $|e, n\rangle$  и  $|g, n + 1\rangle$  вырождены при  $\omega_r = \omega_{\text{qb}}$ , и это вырождение снимается взаимодействием. Соответствующий матричный элемент связывающего оператора вычисляется как

$$\langle g, n + 1 | H'_{\text{int}} | e, n \rangle = \langle e, n | H'_{\text{int}} | g, n + 1 \rangle = \hbar g_\varepsilon \sqrt{n + 1}, \quad (3.15)$$

где константа связи равна

$$\hbar g_\varepsilon = \hbar g \frac{\Delta}{\hbar \omega_{\text{qb}}}. \quad (3.16)$$

Отметим, что сила связи пропорциональна отношению  $\Delta/\hbar\omega_{\text{qb}}$  [168]. Новые собственные состояния  $|+\rangle$  и  $|-\rangle$  полного гамильтониана  $H'_{\text{qb-r}}$  могут быть получены из неодетых путем следующего преобразования:

$$\begin{pmatrix} |-, n\rangle \\ |+, n\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\eta & \cos\eta \\ -\cos\eta & \sin\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |g, n+1\rangle \\ |e, n\rangle \end{pmatrix}, \quad (3.17)$$

где

$$\tan 2\eta = \frac{2g_\varepsilon \sqrt{n+1}}{\delta}, \quad (3.18)$$

$$E_{\pm, n} = \hbar\omega_r(n+1) \pm \frac{\hbar\Omega_n}{2}, \quad (3.19)$$

$$\delta = \omega_{\text{qb}} - \omega_r < 0. \quad (3.20)$$

$$\Omega_n = \sqrt{(4g_\varepsilon^2(n+1) + \delta^2)}, \quad (3.21)$$

Энергия основного состояния,  $|g, 0\rangle$ , вычисляется как

$$E_{\text{gr}} \equiv E_{g,0} = -\frac{\hbar\delta}{2}. \quad (3.22)$$

Здесь  $\Omega_n$  определяет разницу между энергиями одетых состояний  $n$ -го порядка,  $E_{+,n} - E_{-,n} = \hbar\Omega_n$ . В частности, квазипересечение уровней происходит при  $\delta = 0$ , т.е. при  $\hbar\omega_{\text{qb}}(\varepsilon^*) = \hbar\omega_r$ , и размер соответствующего расщепления, т.е. минимального расстояния между спектральными линиями, определяется как

$$\Omega_n^{min} = \Omega_n(\varepsilon^*) = 2g_{\varepsilon^*}\sqrt{n+1} = 2g\frac{\Delta}{\hbar\omega_r}\sqrt{n+1}. \quad (3.23)$$

Например, на вставке на рис. 3.10(a) показано квазипересечение уровней  $n = 0$ .

Если резонатор накачивается слабым внешним полем, так что он слабо заселен, можно ограничиться рассмотрением лишь нескольких низкоэнергетических состояний его фоковского базиса, пренебрегая незаселенными уровнями. В таком приближении уровни энергии построены с помощью уравнений (3.19) и (3.22) на рис. 3.10(a) в зависимости от потокового смещения  $\varepsilon$ . При слабой накачке можно провести спектроскопию “одетых” уровней энергии: оказывается, что пропускание резонансно увеличивается, когда энергия фотона  $\hbar\omega_d$  совпадает с разностью энергий системы из уравнений (3.19) и (3.22), показанных двумя линиями со стрелками на рис. 3.10(a) для двух возможных переходов. Затем можно построить и соответствующие зависимости частот интересующих нас переходов (см. рис. 3.10(b, c)), чтобы соотнести их с экспериментальными данными, представленными на рис. 2 и 3 работы [176]. С увеличением амплитуды возбуждения, процессы более высокого порядка, такие как многофотонные переходы, могут также стать возможными [128, 179]. Частоты таких переходов должны рассчитываться отдельно.

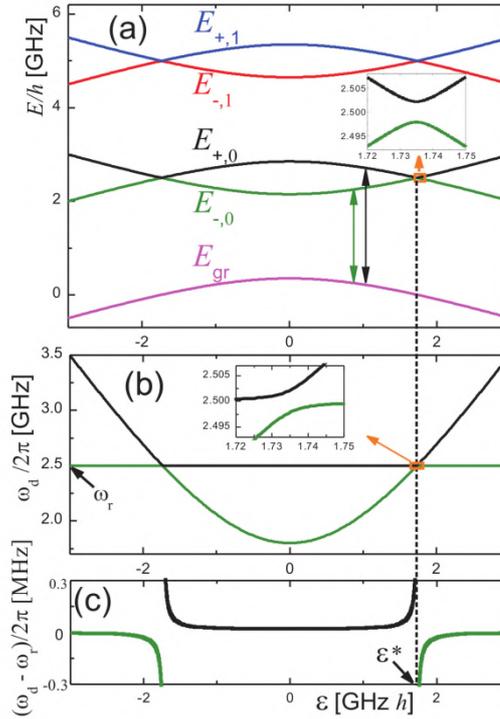


Рисунок 3.10 – Энергетические диаграммы, рассчитанные для следующих параметров ПСИАТ-а:  $\Delta/h=1,8$  ГГц,  $g/2\pi=3$  МГц,  $\omega_r/2\pi=2,5$  ГГц. (а) Энергетические уровни в зависимости от смещения энергии  $\varepsilon$ . Квазипересечение уровней показано крупным планом на вставке. (б) Частоты главных переходов в зависимости от смещения  $\varepsilon$ . Зеленая (нижняя) линия – для  $\hbar\omega_d = E_{-,0} - E_{gr}$ , а черная (верхняя) – для  $\hbar\omega_d = E_{+,0} - E_{gr}$ . (с) Тот же график, что и на (б), но в узкой окрестности вокруг основной частоты резонатора  $\omega_r$ .

### Гамильтониан Джейнса-Каммингса

Перепишем гамильтониан взаимодействия (3.12), вводя повышающие и понижающие операторы в подпространстве состояний СИАТ-а:

$$\sigma^{\pm} = \frac{1}{2}(\sigma_x \pm i\sigma_y), \quad (3.24)$$

так что  $\sigma^+|g\rangle = |e\rangle$ ,  $\sigma^+|e\rangle = 0$ , и т.д.; тогда получим

$$H'_{\text{int}} = \hbar g_{\varepsilon} (a^{\dagger} \sigma^{-} + a \sigma^{+}) + \hbar g_{\varepsilon} (a \sigma^{-} + a^{\dagger} \sigma^{+}) - \hbar g \frac{\varepsilon}{\hbar \omega_{\text{qb}}} (a^{\dagger} + a) \sigma_z. \quad (3.25)$$

Вблизи точки вырождения состояний  $|e, n\rangle$  и  $|g, n+1\rangle$ , вторым и третьим членами в уравнении (3.25) можно пренебречь, так как они соответствуют процессам, которые требуют большой дополнительной энергии. Первый же член уравнения (3.25) вместе с  $H'_0$  из уравнения (3.11) дает формулу стандартного гамильтониана Джейнса-Каммингса

$$H_{\text{JC}} = \frac{\hbar \omega_{\text{qb}}}{2} \sigma_z + \hbar \omega_r \left( a^{\dagger} a + \frac{1}{2} \right) + \hbar g_{\varepsilon} (a^{\dagger} \sigma^{-} + a \sigma^{+}). \quad (3.26)$$

### Представление взаимодействия

Рассмотрим  $H'_{\text{int}}$  в представлении взаимодействия. Для этого используем следующие соотношения [180]:

$$e^{ia^{\dagger} a \omega t} a e^{-ia^{\dagger} a \omega t} = a e^{-i \omega t}, \quad (3.27)$$

$$e^{i \frac{\omega}{2} t \sigma_z} \sigma^{-} e^{-i \frac{\omega}{2} t \sigma_z} = \sigma^{-} e^{-i \omega t}. \quad (3.28)$$

Тогда

$$\begin{aligned} H'_{\text{int}} &= e^{\frac{i}{\hbar} H'_0 t} H'_{\text{int}} e^{-\frac{i}{\hbar} H'_0 t} = \hbar g_{\varepsilon} (a \sigma^{+} e^{i(\omega_{\text{qb}} - \omega_r) t} + h.c.) + \\ &+ \hbar g_{\varepsilon} (a \sigma^{-} e^{-i(\omega_{\text{qb}} + \omega_r) t} + h.c.) - \hbar g \frac{\varepsilon}{\hbar \omega_{\text{qb}}} (a e^{-i \omega_r t} + h.c.). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Обратимся к ПВВ. Когда  $\omega_{\text{qb}} - \omega_r \ll \omega_{\text{qb}}$ , первое слагаемое является медленно вращающимся, в то время как второе и третье вращаются быстро, их мы можем отбросить, как усредняющиеся в нуль на фоне медленно меняющегося члена при интегрировании.

### Гамильтониан накачки

Рассмотрим рассеяние на резонаторе распространяющейся вправо волны  $V_1^r (e^{-ik(x+l/2)+i\omega_d t} + c. c.)$ , где амплитуда  $V_1^r$  выбрана вещественной. Эта волна накачивает резонатор, который, в свою очередь, излучает рассеянные волны. Используя полуклассический подход, мы сначала рассматриваем динамику движения в классическом поле, а затем рассчитываем поле резонатора. Вычисленное рассеяние первого порядка дает точное решение, поскольку две рассеянные волны, распространяющиеся в разных направлениях, нивелируют эффект второго порядка. Гамильтониан дипольного взаимодействия может быть представлен как произведение поля напряжения падающей волны и зарядов, создаваемых полем резонатора на емкостях связи  $C_0 V_{r0} (ia - ia^\dagger) \sin(\pm k_r l/2)$

$$H_{\mu w} = \xi (e^{i\omega_d t} + e^{-i\omega_d t}) (ia - ia^\dagger), \quad (3.30)$$

где

$$\xi = C_0 V_1^r V_{r0} \sin(k_r l/2) (-1 + e^{-ik_r l}) = -2C_0 V_1^r V_{r0}. \quad (3.31)$$

Снова отбрасывая быстро вращающиеся слагаемые в ПВВ, получим опять уравнение (3.9). В данном выводе мы предполагаем  $\theta_1 = \omega C_0 Z_1 \ll 1$ , что верно для высокочастотных резонаторов.

### Приближение вращающейся волны и представление взаимодействия

Рассмотрим теперь гамильтониан системы с накачкой в ПВВ для получения стационарного итогового гамильтониана:

$$H_{RWA} = U (H'_{qb-r} + H_{\mu w}) U^\dagger + i\hbar \dot{U} U^\dagger. \quad (3.32)$$

Преобразование выбирается следующим образом:

$$U = \exp[i\omega_d t(a^\dagger a + \sigma_z/2)], \quad (3.33)$$

тогда

$$H_{RWA} = \hbar \frac{\delta\omega_{qb}}{2} \sigma_z + \hbar\delta\omega_r a^\dagger a + \hbar g_\varepsilon (a\sigma^+ + a^\dagger\sigma^-) + \xi(ia - ia^\dagger), \quad (3.34)$$

$$\delta\omega_{qb} = \omega_{qb} - \omega_d \quad (3.35)$$

$$\delta\omega_r = \omega_r - \omega_d.$$

### Накачка для непосредственного управления ПСИАТ-ом

Для более общего описания, обратим внимание также и на случай, когда ПСИАТ может накачиваться дополнительной индивидуальной микроволновой линией. Для такой накачки имеем

$$H_{\mu w}^{(2)} = -I_p \Phi_{ac} \cos\omega_d t \cdot \sigma_z, \quad (3.36)$$

где  $\Phi_{ac}$  – амплитуда от подающегося переменного потока. В энергетическом базисе это выражение может быть сведено к виду (3.9) путем очередного применения ПВВ:

$$H_{\mu w}^{(2)'} = -I_p \Phi_{ac} \frac{e^{i\omega_d t} + e^{-i\omega_d t}}{2} \left( \frac{\varepsilon}{\hbar\omega_{qb}} \sigma_z - \frac{\Delta}{\hbar\omega_{qb}} \sigma_x \right) \quad (3.37)$$

$$\approx \xi_\varepsilon (e^{i\omega_d t} \sigma^- + e^{-i\omega_d t} \sigma^+),$$

$$\xi_\varepsilon = \frac{1}{2} I_p \Phi_{ac} \frac{\Delta}{\hbar\omega_{qb}}. \quad (3.38)$$

Заметим, что эффективная амплитуда  $\xi_\varepsilon$  зависит от потокового смещения  $\varepsilon$  [см. ур. (3.13)]. Тогда в ПВВ после преобразования (3.33) мы получаем выражение, которое отличается от ур. (3.34) лишь заменой последнего члена на  $\xi_\varepsilon(\sigma^+ + \sigma^-)$ .

### Дисперсионный режим

В дисперсионном пределе (когда  $\delta \gg \hbar g_\epsilon$ ) диагонализация гамильтониана (3.26) с точностью до второго порядка по  $g/\delta$  [180] приводит к выражению

$$H = -\frac{1}{2} \left( \hbar \omega_{qb} + \frac{\hbar g_\epsilon^2}{\delta} \right) \sigma_z + \left( \hbar \omega_r + \frac{\hbar g_\epsilon^2}{\delta} \sigma_z \right) a^\dagger a. \quad (3.39)$$

Это выражение явно показывает смещение энергии перехода ПСИАТ-а из-за связи (лэмбовский сдвиг), а также смещение частоты перехода резонатора из-за присутствия ПСИАТ-а, причем знак второго смещения зависит от его состояния, что позволяет использовать систему для неразрушающих (проективных) измерений.

### Решение основного кинетического уравнения для матрицы плотности системы

Для описания диссипативной и некогерентной динамики системы ПСИАТ-резонатор мы предположим, что все процессы в нашей системе являются марковскими, и решим основное уравнение для матрицы плотности  $\rho$

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \mathcal{L}[\rho]. \quad (3.40)$$

Оно включает в себя когерентную часть эволюции и диссипативный вклад в форме оператора Линдблада [181]

$$\mathcal{L}[\rho] = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 (2C_k \rho C_k^\dagger - C_k^\dagger C_k \rho - \rho C_k^\dagger C_k), \quad (3.41)$$

где

$$\begin{aligned}
C_1 &= \sqrt{\gamma_1} \sigma, \gamma_1 = \frac{1}{T_1}, \\
C_2 &= \sqrt{\frac{\gamma_\phi}{2}} \sigma_z, \gamma_\phi = \frac{1}{T_\phi} = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{2T_1}, \\
C_3 &= \sqrt{\kappa} a.
\end{aligned} \tag{3.42}$$

Оператор Линдблада  $\mathcal{L}$  описывает диссипацию в резонаторе (распад фотона) со скоростью  $\kappa = \kappa_{ext} + \kappa_{int}$ , где  $\kappa_{ext}$  и  $\kappa_{int}$  – внешние (через связывающие конденсаторы  $C_0$ ) и внутренние (резистивные) потери, и декогеренцию искусственного атома, происходящую за счет энергетической релаксации со скоростью  $\gamma_1$  и чистой дефазировки со скоростью  $\gamma_\phi$ . Здесь мы рассматриваем недисперсионный режим (вблизи резонанса искусственного атома с резонатором). Гамильтониан системы  $H$  в приближении вращающейся волны имеет вид (3.34). Решение основного уравнения определяет наблюдаемые величины, в частности, среднее значение поля фотонов в резонаторе

$$\langle a \rangle = \text{tr}(a\rho). \tag{3.43}$$

Гильбертово пространство составной системы является тензорным произведением пространства базисных состояний ПСИАТ-а и пространства фотонов с базисными векторами  $|e/g, n\rangle = |e/g\rangle \otimes |n\rangle$ . Базисные векторы  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$

$$|g\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, |e\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3.44}$$

являются собственными для оператора  $\sigma_z$ . Векторы фоковских (фотонных) состояний  $|n\rangle$  (собственные для оператора числа фотонов  $a^\dagger a |n\rangle = n |n\rangle$ ) принадлежат бесконечномерному пространству  $N = \infty$

$$|0\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix}, |1\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix}, |2\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix}, \dots |n\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 1 \\ \vdots \end{bmatrix}. \quad (3.45)$$

В базисе  $|e/g, n\rangle$  матричное уравнение (3.40) является бесконечной системой уравнений на элементы бесконечномерной матрицы  $\rho_{ij}$ .

Далее мы будем рассматривать простейший случай  $N = 2$  (предел слабой накачки), где существует аналитическое решение, а случай  $N \gg 1$  будет рассмотрен с помощью численных методов.

### Предел слабой накачки

Для нахождения аналитического решения мы ограничиваем фоковский базис размерностью  $N = 2$ , предполагая, что среднее число фотонов в резонаторе (создающееся полем накачки с амплитудой  $\xi$ ) много меньше единицы. Базис  $|e/g, n\rangle$  в этом случае состоит из **4** векторов  $b_i$

$$b_1 = |g0\rangle, b_2 = |e0\rangle, b_3 = |g1\rangle, b_4 = |e1\rangle, \quad (3.46)$$

и соответствующая матрица плотности  $\rho_{ij} = \langle b_i | \rho | b_j \rangle$  расписывается как

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{e0,e0} & \rho_{e0,g0} & \rho_{e0,e1} & \rho_{e0,g1} \\ \rho_{g0,e0} & \rho_{g0,g0} & \rho_{g0,e1} & \rho_{g0,e1} \\ \rho_{e1,e0} & \rho_{e1,e0} & \rho_{e1,e1} & \rho_{e1,g1} \\ \rho_{g1,e0} & \rho_{g1,g0} & \rho_{g1,e1} & \rho_{g1,g1} \end{pmatrix}. \quad (3.47)$$

В стационарном состоянии из уравнения (3.40) мы получаем 16 линейных уравнений для  $\rho_{ij}$ . В пределе слабой накачки, когда она не изменяет населенность основного состояния  $\rho_{g0,g0} = 1$ , оставляя в решении только члены первого порядка

по амплитуде  $\xi$ , мы получаем матрицу плотности  $\rho$ . Ненулевые элементы матрицы  $\rho_{ij}$  оказываются равными

$$\begin{aligned}\rho_{g_0, g_0} &= 1, \\ \rho_{g_1, g_0} = \rho_{g_0, g_1}^* &= -\frac{i \left(\frac{\xi}{\hbar}\right) (\delta\omega_{qb} - i\gamma)}{g_\varepsilon^2 - \left(\delta\omega_r - \frac{i\kappa}{2}\right) (\delta\omega_{qb} - i\gamma)}, \\ \rho_{e_0, g_0} = \rho_{g_0, e_0}^* &= -\frac{i \left(\frac{\xi}{\hbar}\right) g_\varepsilon}{g_\varepsilon^2 - \left(\delta\omega_r - \frac{i\kappa}{2}\right) (\delta\omega_{qb} - i\gamma)},\end{aligned}\tag{3.48}$$

где  $\gamma = \frac{\gamma_1}{2} + \gamma_\varphi$ .

Подставляя явное выражение (3.48) в (3.44), получим для среднего значения амплитуды напряжения в резонаторе в пределе слабой накачки (СН) для области положительных частот:

$$V_{r0} \langle -ia^\dagger \rangle_{\text{WD}} = V_{r0} \frac{\xi (\delta\omega_{qb} + i\gamma)}{g_\varepsilon^2 - \left(\delta\omega_r + i\frac{\kappa}{2}\right) (\delta\omega_{qb} + i\gamma)}.\tag{3.49}$$

Комплексный коэффициент пропускания  $t$  определяется фотонным полем внутри резонатора, и тогда согласно (3.49) получим

$$t_{\text{WD}} = -i \frac{\kappa_{ext}}{2} \frac{\delta\omega_{qb} + i\gamma}{g_\varepsilon^2 - \left(\delta\omega_r + i\frac{\kappa}{2}\right) (\delta\omega_{qb} + i\gamma)}.\tag{3.50}$$

Когда  $g_\varepsilon = 0$ , это выражение совпадает с обычным выражением для пропускания, которое для линейного резонатора может быть получено классически. График зависимости амплитуды пропускания  $|t|_{\text{WD}}$ , определяемый уравнением (3.50), показан на рис. 3.11 для  $\omega_{qb} = \omega_r$  при различных значениях скоростей

декогеренции  $\kappa$  и  $\gamma$  (даны в единицах энергии взаимодействия  $g_\varepsilon$ ). Для небольших значений  $\kappa$  и  $\gamma$  спектр пропускания содержит два пика расщепления Раби (красная сплошная кривая), которые постепенно сглаживаются и сливаются в один пик при увеличении скоростей декогеренции.

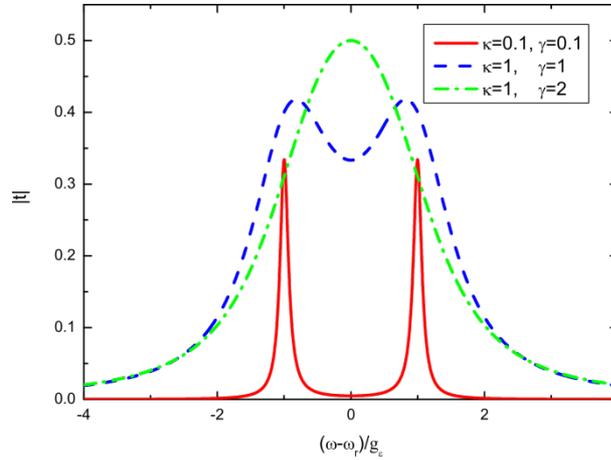


Рисунок 3.11 – Нормированная амплитуда коэффициента пропускания  $|t|$  как функция отстройки сигнала накачки  $\omega_d - \omega_r$  при  $\varepsilon = \varepsilon^*$  (когда  $\omega_{qb}(\varepsilon^*) = \omega_r$ ) для различных значений скоростей декогеренции  $\kappa$  и  $\gamma$  (даны в единицах  $g_\varepsilon$ ), рассчитано из уравнения (3.50).

На рис. 3.12 показано значение амплитуды пропускания в зависимости от потокового смещения энергии  $\varepsilon$  и отстройки накачки  $\omega_d - \omega_r$ . Числовые значения параметров здесь и далее выбраны для соответствия с экспериментальной работой [176]  $\Delta/h = 1,8$  ГГц,  $g/2\pi = 3$  МГц,  $\omega_r/2\pi = 2,5$  ГГц (то же значение и для рис. 3.10), скорость затухания резонатора  $\kappa/2\pi = 1,25 \cdot 10^{-4}$  ГГц и скорость релаксации ПСИАТ-а  $\gamma = g$ . Отметим снова, что нас интересует режим промежуточной силы связи  $g = \gamma \gg \kappa$ . Как и ожидалось, амплитуда коэффициента пропускания резонансно увеличивается вдоль линий, изображенных на рис. 3.10(с). В узком частотном диапазоне вокруг частоты резонанса,  $\omega_d \in (\omega_r - g, \omega_r + g)$ , наблюдается квазипересечение  $\varepsilon = \varepsilon^*$  в том же качественном виде, в котором оно наблюдалось в экспериментальной работе [176].

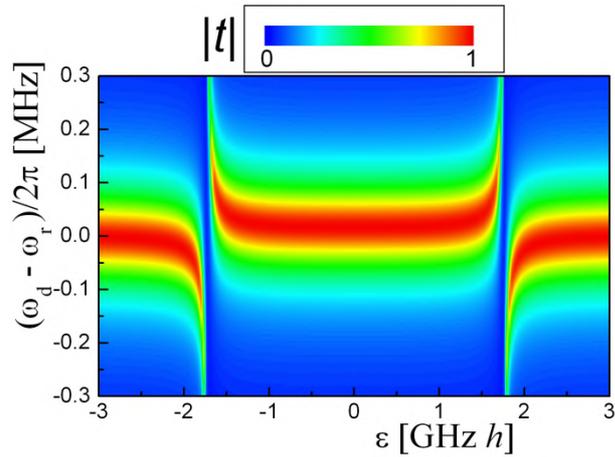


Рисунок 3.12 – Нормированная амплитуда пропускания  $|t|$  как функция потокового смещения  $\varepsilon$  и отстройки сигнала накачки  $\omega_d - \omega_r$ , рассчитанная при помощи уравнения (3.50).

Для более подробного сравнения и нахождения параметров системы с более высокой точностью (например, скорости релаксации  $\gamma$ ), требуется сравнить различные сечения  $|t|$  при заданных  $\varepsilon$  и  $\omega_d$ . Такие сечения показаны на рис. 3.13 для  $\omega_d = \omega_r$ .

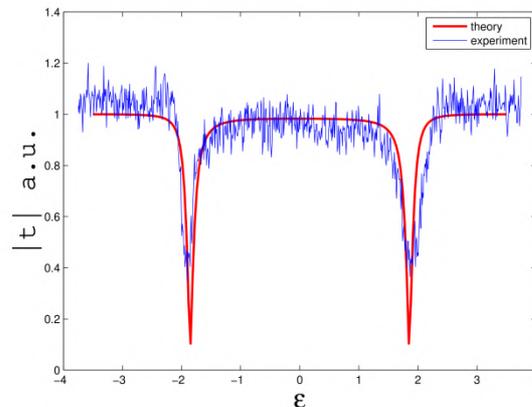


Рисунок 3.13 – Нормированная амплитуда коэффициента пропускания  $|t|$  как функция потокового смещения энергии  $\varepsilon$  для  $\omega_d = \omega_r$  рассчитанная на основе уравнения (3.50), красная сплошная кривая, и данные эксперимента, синяя кривая с шумом.

### Численное решение основного кинетического уравнения. Режим вне приближения слабой накачки

В случае, когда накачка усиливается, т.е. среднее число фотонов  $\langle a^\dagger a \rangle \gtrsim 1$ , можно решить уравнение на матрицу плотности  $\rho$  численно. Результаты представлены на рис. 3.14. Амплитуда пропускания  $|t|$  во всех случаях

нормирована на максимальное значение при  $\omega_{qb} = \omega_r$ . На рис. 3.14(a) показана амплитуда пропускания для случая малого затухания  $\kappa/g_\varepsilon = 0,1$  и  $\gamma/g_\varepsilon = 0,1$ . При малой амплитуде  $\xi$  красная кривая на рис. 3.14(a) совпадает с  $|t|_{\text{WD}}(\omega_d)$  (рис. 3.11). С увеличением  $\xi$ , каждый из двух пиков Раби дополнительно расщепляется (синяя кривая) (см. также [182]). При дальнейшем увеличении амплитуды  $\xi$ , дополнительное расщепление размывается (зеленая кривая). Таким образом, в нелинейном режиме мы наблюдаем качественно новые особенности по сравнению с пределом слабой накачки. Когда диссипация в системе велика настолько, что в режиме слабой накачки расщепление Раби не наблюдается (зеленая кривая на рис. 3.11), то и в нелинейном режиме мы не наблюдаем качественно новых особенностей, как показано на рис. 3.14(b) ( $\kappa/g_\varepsilon = 1$  и  $\gamma/g_\varepsilon = 2$ ).

Мы также вычислили и среднее число фотонов в резонаторе,  $n = \langle a^\dagger a \rangle$ . Для параметров, использованных в рис. 3.14, оно зависит от отстройки; максимальные заселенности  $n_{\text{max}} = 0,005$  для  $\xi/g_\varepsilon = 0,01$ ,  $n_{\text{max}} = 0,3$  для  $\xi/g_\varepsilon = 0,15$ ,  $n_{\text{max}} = 1,8$  для  $\xi/g_\varepsilon = 0,3$ .

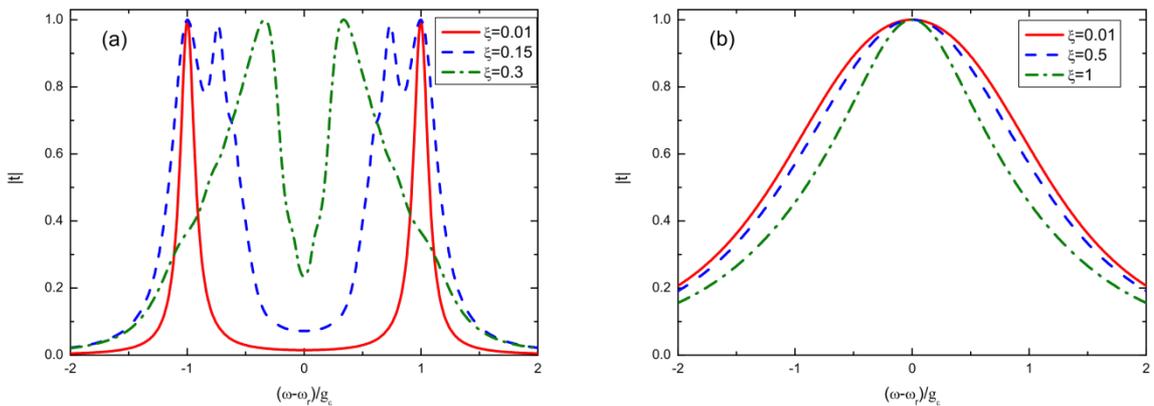


Рисунок 3.14 – Нормированная амплитуда коэффициента пропускания  $|t|$  как функция отстройки сигнала накачки  $\omega_d - \omega_r$  при  $\varepsilon = \varepsilon^*$  (когда  $\omega_{qb}(\varepsilon^*) = \omega_r$ ) для (a)  $\kappa/g_\varepsilon = 0,1$ ,  $\gamma/g_\varepsilon = 0,1$  и (b)  $\kappa/g_\varepsilon = 1$ ,  $\gamma/g_\varepsilon = 2$ , численно рассчитанная путем решения основного уравнения для нескольких значений  $\xi$ , данных в единицах  $g_\varepsilon$ .

Мы представили подробную теорию для системы, состоящей из потокового сверхпроводникового искусственного атома, индуктивно соединенного с резонатором на основе передающей линии. Коэффициент пропускания для такой системы был рассчитан с помощью матрицы плотности системы путем решения основного кинетического уравнения в рамках приближения вращающейся волны.

Теоретическое моделирование квазипересечения одетых энергетических уровней проведено в резонансном случае где  $\omega_d \approx \omega_{qb} \approx \omega_r$  в режиме промежуточной связи и сходится с экспериментальными результатами Oelsner и др. [176]. Мы показали, что наличие диссипации приводит к сглаживанию расщепления Раби, видимого на амплитудной характеристике. Наконец, мы продемонстрировали дополнительные расщепления в режиме сильной накачки путем численного решения основного уравнения.

### **Резонатор на основе отрезка передающей линии**

Ниже мы рассматриваем некоторые детали пропускания волн в системе кубит-резонатор, которые были опущены в рассмотрении выше. Мы рассматриваем резонатор, образованный отрезком передающей линии, соединенный на своих концах с двумя полубесконечными передающими линиями двумя конденсаторами  $C_0$ . Предполагается, что ПСИАТ связан индуктивно с резонатором в его центре, см. рис. 3.18(a). Мы начнем описание с уравнений, описывающих линию передачи.

### **Модель передающей линии**

Линия передачи обычно представляется как бесконечный ряд сосредоточенных цепей (например, [177]), как показано на рис. 3.18(b). Здесь сосредоточенные индуктивность, емкость и проводимость равны  $\Delta L = L\Delta x$ ,  $\Delta C = C\Delta x$ ,  $\Delta G = G\Delta x$ , где  $L$ ,  $C$  и  $G$  – погонные индуктивность, емкость и проводимость (параллельное сопротивление). Для цепи на рис. 3.18(b) мы можем (пренебрегая омическими потерями) написать телеграфные уравнения, применяя законы

Кирхгофа для напряжения  $V(x, t)$  и тока  $I(x, t)$ ; в пределе  $\Delta x \rightarrow 0$  они принимают вид

$$\frac{\partial V(x, t)}{\partial x} = -L \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} \quad (3.51)$$

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = -GV(x, t) - C \frac{\partial V(x, t)}{\partial t} \quad (3.52)$$

Эта система может быть сведена для  $I(x, t)$  или  $V(x, t)$  к одному уравнению второго порядка:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \kappa \frac{\partial A}{\partial t}, \quad A = \{I, V\}, \quad (3.53)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (3.54)$$

$$\kappa = G/C. \quad (3.55)$$

Здесь  $v$  является фазовой скоростью, а  $\kappa$  определяет коэффициент пространственного затухания в линии.

Предполагая гармоническую зависимость от времени для  $I(x, t) = I(x)e^{i\omega t}$  и  $V(x, t) = V(x)e^{i\omega t}$ , получим упрощенную систему

$$\frac{dV(x)}{dx} = -i\omega LI(x), \quad (3.56)$$

$$dI(x)/dx = -(G + i\omega C)V(x). \quad (3.57)$$

Тогда уравнения для  $A(x) = \{I(x), V(x)\}$  окажутся волновыми уравнениями

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} - \gamma^2 A(x) = 0, \quad (3.58)$$

$$\gamma = \sqrt{i\omega L(G + i\omega C)} \equiv \alpha + ik. \quad (3.59)$$

Выпишем решение для  $V(x)$  и, используя ур.(3.56), получим

$$V(x) = V_0^r e^{-\gamma x} + V_0^l e^{\gamma x}, \quad (3.60)$$

$$I(x) = \frac{V_0^r}{Z_0} e^{-\gamma x} - \frac{V_0^l}{Z_0} e^{\gamma x}, \quad (3.61)$$

где

$$Z_0 = \frac{i\omega L}{\gamma} \equiv Z_1 + iZ_2. \quad (3.62)$$

$$Z_1 = \frac{\omega L k}{\alpha^2 + k^2}, Z_2 = \frac{\omega L \alpha}{\alpha^2 + k^2}. \quad (3.63)$$

Когда потерями в линии можно пренебречь (т.е.  $G \ll \omega C$ ), то получаем

$$k \approx \omega \sqrt{LC} = \frac{\omega}{v}, \alpha \approx \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\kappa}{2v}, \quad (3.64)$$

$$Z_1 = \sqrt{\frac{L}{C}}, Z_2 = \frac{\omega L \alpha}{k^2}. \quad (3.65)$$

Здесь постоянные  $V_0^r$  и  $V_0^l$  показывают амплитуды волн, распространяющихся вправо/влево, и  $Z_0$  – характеристический (волновой) импеданс.

**Резонатор с открытыми концами.** Рассмотрим участок передающей линии с электрическими разрывами на обоих концах, имеющий длину  $l$ . Его добротность рассчитывается как [177]

$$Q = \frac{k}{2\alpha} = \frac{\omega_r C}{G} = \frac{\omega_r}{\kappa}. \quad (3.66)$$

Теперь введем собственные моды колебаний для бездиссипативного случая ( $\kappa = 0$ ). Предполагая граничные условия нулевого тока в точках  $x = \pm l/2$  для этих мод, получим

$$I^{(j)}(x) = \frac{V_0^r}{Z_0} (e^{-ik_j x} - (-1)^j e^{ik_j x}), \quad (3.67)$$

$$V^{(j)}(x) = V_0^r (e^{-ik_j x} + (-1)^j e^{ik_j x}), \quad (3.68)$$

где  $k_j l = j\pi$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots$ . В частности, для основной моды  $j = 1$  резонатора

$$I^{(1)}(x) = \frac{2V_0^r}{Z_0} \cos k_1 x, \quad (3.69)$$

$$V^{(1)}(x) = -2iV_0^r \sin k_1 x. \quad (3.70)$$

Для основной моды  $j = 1$  резонатора типа  $\lambda/2$  ( $l = \lambda/2$ ), имеем  $k_r \equiv k_1 = \pi/l$ ,  $\omega_r \equiv \omega_1 = k_1 v = \frac{2\pi}{2\sqrt{L_r C_r}}$ , где  $L_r = Ll$  и  $C_r = Cl$  это полная индуктивность и полная емкость резонатора.

Процедура квантования для каждой из мод резонатора дает следующие выражения для операторов тока, напряжения, полной энергии:

$$\hat{I} = \sum \sqrt{\frac{\hbar\omega_j}{L_r}} (a_j + a_j^\dagger) \cos k_j x, \quad (3.71)$$

$$\hat{V} = -i \sum \sqrt{\frac{\hbar\omega_j}{C_r}} (a_j - a_j^\dagger) \sin k_j x, \quad (3.72)$$

$$\hat{H}_r = \sum \hbar\omega_j \left( a_j^\dagger a_j + \frac{1}{2} \right). \quad (3.73)$$

Рассмотрим частоту, близкую к частоте фундаментальной моды  $\omega_r$ , и, следовательно, будем игнорировать влияние вышележащих мод. Для основной моды с  $k_1 = \pi/l$  опустим индекс  $j = 1$  и получим

$$\hat{I} = \frac{I_{r0}(a + a^\dagger) \cos \pi x}{l}, I_{r0} = \sqrt{\frac{\hbar \omega_r}{L_r}}, \quad (3.74)$$

$$\hat{V} = iV_{r0}(a - a^\dagger) \sin \frac{\pi x}{l}, V_{r0} = \sqrt{\frac{\hbar \omega_r}{C_r}}, \quad (3.75)$$

где  $I_{r0}$  и  $V_{r0}$  – среднеквадратичная амплитуда нулевых колебаний тока и напряжения, а гамильтониан дается ур. (3.6).

Мы также рассмотрим и более реалистичный случай: резонатор с точечными емкостями  $C_0$  на концах  $\theta_1 = \omega C_0 Z_1 \ll 1$ . Для фундаментальной моды это приводит к изменению выражений для тока и напряжения

$$\hat{I} = I_{r0}(a + a^\dagger) \cos k_r x, \quad (3.76)$$

$$\hat{V} = V_{r0}(ia - ia^\dagger) \sin k_r x, \quad (3.77)$$

причем

$$k_r \approx k_1 - \frac{2\theta_1}{l}. \quad (3.78)$$

Последнее равенство находится из граничных условий

$$I_{r0} (a + a^\dagger) \cos\left(\pm \frac{k_r l}{2}\right) = V_{r0} [ia (-i\omega C_0) - ia_0^\dagger i\omega C] \sin\left(\pm \frac{k_r l}{2}\right) \quad (3.79)$$

Это изменение также приводит к сдвигу резонансной частоты

$$\omega_r = \omega_1 \left(1 - \frac{2\theta_1}{\pi}\right), \quad (3.80)$$

которая оказывается чуть ниже, чем  $\omega_1$ , за счет дополнительной емкости  $C_0$ , включающейся в динамику.

### **Пропускание сигнала через копланарный резонатор. Классическое решение.**

Теперь мы рассмотрим классическую задачу о передаче волн через резонатор. Это поможет найти соответствие между классическим и квантово-механическим решениями и определить скорость потери фотонов. Итак, падающая волна распространяется слева направо и взаимодействует с резонатором в точке  $x = -l/2$  через емкость  $C_0$ . Исходящая волна регистрируется через вторую емкость  $C_0$  при  $x = l/2$ . Мы получим систему уравнений для  $V_j^r$  и  $V_j^l$ , которые определяют классические ток и напряжение в  $j$ -ой области,  $j = 1, 2, 3$ , соответственно для  $x < -l/2$ ,  $x \in (-l/2, l/2)$  и  $x > l/2$ :

$$V_j(x) = V_j^r e^{-\gamma(x-x_j)} + V_j^l e^{\gamma(x-x_j)}, \quad (3.81)$$

$$I_j(x) = \frac{V_j^r}{Z_0} e^{-\gamma(x-x_j)} - \frac{V_j^l}{Z_0} e^{\gamma(x-x_j)}, \quad (3.82)$$

где  $x_1 = -l/2$ ,  $x_2 = 0$  и  $x_3 = l/2$ . Мы предполагаем наличие согласованной нагрузки на конце правого волновода (с импедансом  $Z_0$ ), что означает отсутствие в

нем волн, распространяющихся влево,  $V_3^l = 0$ . Граничные условия на токи и напряжения для точек  $x = \pm l/2$  следующие:

$$I_1(-l/2) = I_2(-l/2), \quad (3.83)$$

$$I_2(l/2) = I_3(l/2), \quad (3.84)$$

$$V_1(-l/2) = V_2(-l/2) + I_2(-l/2)/i\omega C_0, \quad (3.85)$$

$$V_2(l/2) = V_3(l/2) + I_3(l/2)/i\omega C_0. \quad (3.86)$$

Из этих уравнений, подставляя  $V_1(-l/2) = V_1^r + V_1^l$ , находим полезное соотношение между напряжением в резонаторе и полем  $V_3$

$$V_3(l/2) = V_2(l/2) \frac{i\theta_1}{1 + i\theta_1}, \quad (3.87)$$

где  $\theta_1 = \omega C_0 Z_1$ .

Будем определять коэффициент пропускания  $t$  как отношение между прошедшей волной и падающей,

$$t = \frac{V_3^r}{V_1^r}. \quad (3.88)$$

Тогда из уравнений (3.81)-(3.86) имеем явное выражение

$$t = \frac{4\theta_1^2 e^{-\gamma l}}{4\theta_1^2 - 4i\theta_1 - 1 + e^{-2\gamma l}}. \quad (3.89)$$

Для интересующего нас случая высокочастотного резонатора ( $\alpha \ll k$  и  $\theta \approx \omega C_0 Z_1 \ll 1$ ), мы можем выразить пропускание вблизи резонанса фундаментальной моды ( $\omega_1 = v\pi/l$ ) в более компактной форме

$$t \approx \frac{\frac{\kappa_{ext}}{\kappa}}{1 - i \frac{2\delta\omega}{\kappa}}, \quad (3.90)$$

где  $\delta\omega = \omega_r - \omega_d$  – отстройка падающего сигнала от резонансной частоты

$$\omega_r = \omega_1 \left(1 - \frac{2\theta_1}{\pi}\right), \quad (3.91)$$

смещенной за счет наличия конденсаторов  $C_0$ . Отметим, что это выражение для смещенной частоты сходится с ур.(3.80), однако теперь оно получено классическим методом. Ширина резонансного пика

$$\Delta\omega = \kappa, \quad (3.92)$$

определяется скоростью утечки фотонов  $\kappa = \kappa_{ext} + \kappa_{int}$  которая есть сумма затухания из-за внешних потерь со скоростью

$$\kappa_{ext} = \frac{4\theta_1^2 \omega_r}{\pi}, \quad (3.93)$$

определяемых связью с боковыми волноводами через конденсаторы  $C_0$ , и внутренних потерь со скоростью

$$\kappa_{int} = \frac{2\alpha l \omega_r}{\pi}. \quad (3.94)$$

Добротность резонатора вычисляется тогда как

$$Q = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} = \frac{\pi}{4\theta_1^2 + 2\alpha l'} \quad (3.95)$$

что согласуется с определением, использованным в работе [176].

Ниже мы оценим скорость распада фотонов  $\kappa$  для копланарного волноводного резонатора с параметрами, взятыми из работы [183]:  $l = 23$  мм,  $\omega_r/2\pi = 2,5$  ГГц,  $C_0 = 1$  фФ,  $Z_1 = 50$  Ом, которые дают  $\theta_1 = 7,8 \times 10^{-4}$ . Емкость на единицу длины  $C$  рассчитывается из выражения для  $\theta_1$  в резонансе,  $\theta_1 = \pi C_0/lC$ . Таким образом,  $C = 1,74 \times 10^{-10}$  Ф/м. Наконец, для скорости распада фотонов  $\kappa$  мы получаем  $\kappa/2\pi = 1,95$  кГц. Это значение примерно в два раза меньше, чем полученное в работе [183]. Мы предполагаем, что расхождение связано с неучтенными диэлектрическими потерями  $G$ . Это позволяет нам оценить  $\alpha$  из  $4\theta_1^2 \approx 2\alpha l$ , тогда  $\alpha \approx 5,3 \times 10^{-5}$  м<sup>-1</sup>. Поэтому для  $G$  получаем  $G = \frac{2\alpha}{Z_1} \approx 2,12$  Ом<sup>-1</sup> м<sup>-1</sup>.

### Пропускание в дисперсионном режиме

Теперь учтем влияние искусственного атома на коэффициент пропускания, используя следующую упрощенную модель: заменим ПСИАТ дополнительной сосредоточенной классической индуктивностью, связанной с резонатором (эта классическая аналогия может быть полезна для понимания квантово-механического эффекта дисперсионного сдвига). Итак, в дисперсионном режиме связь с ПСИАТ-ом может быть описана как дополнительная классическая индуктивность  $L_{qb}$  в положении  $x = 0$ . Модификация математической модели в таком случае сводится к добавлению еще двух уравнений для  $x = 0$  к системе (3.83)–(3.86), что следует из уравнения (3.51) с добавлением к его правой части следующего члена:

$$-\delta(x)M \frac{\partial I_{\text{qb}}}{\partial t} = -\delta(x)L_{\text{qb}} \frac{\partial I(x, t)}{\partial t}, \quad (3.96)$$

где

$$L_{\text{qb}} = M^2 \frac{\partial I_{\text{qb}}}{\partial \Phi}. \quad (3.97)$$

В основном состоянии для ПСИАТ-а [178, 184]

$$L_{\text{qb}} = \frac{4M^2 I_{\text{p}}^2 \Delta^2}{(\Delta^2 + \varepsilon^2)^{3/2}}. \quad (3.98)$$

Изменим далее определение  $V_2$ , данное уравнением (3.81):

$$V_{2l}(x) = V_{2l}^r e^{-\gamma x} + V_{2l}^l e^{\gamma x}, -\frac{l}{2} < x < 0, \quad (3.99)$$

$$V_{2r}(x) = V_{2r}^r e^{-\gamma x} + V_{2r}^l e^{\gamma x}, 0 < x < \frac{l}{2}, \quad (3.100)$$

тогда граничные условия в точке  $x = 0$

$$I_{2l}(0) = I_{2r}(0), \quad (3.101)$$

$$V_{2l}(0) = V_{2r}(0) + i\omega L_{\text{qb}} I_{2r}(0). \quad (3.102)$$

Решение системы дает выражение для коэффициента пропускания

$$t' = \left[ \frac{1}{t} - i \frac{\omega L_{\text{qb}}}{8\theta_1^2 Z_0} (e^{-\gamma l} - 1 - i2\theta_1)^2 \right]^{-1} \approx \left[ \frac{\kappa}{\kappa_{\text{ext}}} \left( 1 - i \frac{2}{\kappa} \left( \delta\omega + \frac{\omega L_{\text{qb}} \kappa_{\text{ext}}}{4\theta_1^2 Z_0} \right) \right) \right]^{-1} \quad (3.103)$$

где  $t$  – это коэффициент пропускания в отсутствие ПСИАТ-а ( $L_q = 0$ ) из ур. (3.89).  
Здесь мы использовали следующие упрощения:  $-\gamma l = -ikl - \alpha l = -i\pi - \alpha l$  и  $\alpha l \ll 1$ ,  $\theta_1 \ll 1$ . Наконец, перепишем  $t'$  в сокращенном виде

$$t' \approx \frac{\frac{\kappa_{\text{ext}}}{\kappa}}{1 - i \frac{2\delta\omega'}{\kappa}}, \quad (3.104)$$

где отстройка  $\delta\omega' = \omega'_r - \omega_d$  отсчитывается от модифицированной резонансной частоты

$$\omega'_r = \omega_r - \frac{\omega_r L_{qb} \kappa_{\text{ext}}}{4\theta_1^2 Z_0} = \omega_r \left(1 - \frac{L_{qb}}{L_r}\right), \quad (3.105)$$

которая оказывается смещена дополнительной индуктивностью  $L_{qb}$ , включенной в резонансную структуру. Фаза пропускания  $t'$  в резонансе,  $\delta\omega = 0$ , вычисляется в соответствии с

$$\tan\varphi = \frac{\text{Im}[t']}{\text{Re}[t']} = \frac{\omega_r L_{qb} \kappa_{\text{ext}}}{2\theta_1^2 Z_0 \kappa} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{C_r}{C_0}\right)^2 \frac{L_{qb} \kappa_{\text{ext}}}{L_r \kappa}. \quad (3.106)$$

Для основного состояния получим:

$$\tan\varphi = A \left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{\Delta}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}}, \quad (3.107)$$

$$A = \frac{2}{\pi} \left( \frac{C_r}{C_0} \right)^2 \frac{\hbar g^2}{\omega_r \Delta}. \quad (3.108)$$

### Резонансное пропускание

Измеряемое поле в резонаторе выражается через средние значения операторов  $\langle \hat{I} \rangle$  и  $\langle \hat{V} \rangle$  [см ур-ия (3.76), (3.77)]. В частности, среднее значения напряжение в точке  $x = \pm l/2$  равно  $V_{r0} \langle ia - ia^\dagger \rangle \sin(\pm k_r l/2) \approx \pm V_{r0} \langle ia - ia^\dagger \rangle$ , и положительная Фурье-компонента колебаний заряда на конденсаторах  $C_0$  вычисляется как

$$\langle q^+ \rangle = \pm C_0 V_{r0} \langle -ia^\dagger \rangle. \quad (3.109)$$

Тогда ток, производимый в линиях с утечкой энергии из резонатора, выраженный через коэффициенты отражения и пропускания  $r$  and  $t$ , является производной по времени от накапливаемого в конденсаторах заряда в точках  $x = -l/2$  и  $x = l/2$ , т.е.

$$\frac{V_1^r}{Z_1} (1 - r) = i\omega \langle q^+ \rangle. \quad (3.110)$$

$$\frac{V_1^r}{Z_1} t = i\omega \langle q^+ \rangle. \quad (3.111)$$

Отсюда, коэффициент пропускания может быть представлен в виде

$$t = \frac{i\theta V_{r0} \langle -ia^\dagger \rangle}{V_1^r}, \quad (3.112)$$

что после преобразований с использованием ур. (3.31) и ур. (3.93) может быть выражено в простой и имеющей физический смысл форме

$$t = -\frac{\kappa_{\text{ext}}}{2(\xi/\hbar)} \langle a^\dagger \rangle. \quad (3.113)$$

Также можно показать, что рассеянные волны: назад,  $V_1^r r e^{ik(x+l/2)}$  в точке  $x < -l/2$ , и вперед,  $V_1^r t e^{-ik(x-l/2)} - V_1^r e^{-ik(x-l/2)}$  (разность между прошедшей и невозмущенной, т.е. в отсутствие резонатора, волнами), в точке  $x > l/2$  равны по амплитуде ( $1 - r = t$ ) и, следовательно, эквивалентная энергия взаимодействия окажется нулевой:

$$C_0 V_1^r V_{r0} \sin(k_r l/2) [-r + (1 - t)e^{-ik_r l}] = 0 \quad (3.114)$$

[ср. (3.30)], что означает, что в квази-классическом подходе к решению задачи рассеяния уже первый порядок теории возмущений является точным решением.

### 3.3 Открытая квантовая система. Резонансная флуоресценция на одиночном искусственном атоме

Рассмотренный случай кубита, связанного с резонатором представляет важный случай квантовой электродинамики (КЭД) закрытой квантовой системы. Другой важный случай – квантовая система, связанная с открытым пространством на чипе. В квантовой оптике одиночный атом в открытом пространстве является примером минимальной реалистичной квантовой системы. Такой атом изображен на рисунке 3.15(a) [181]. На таком объекте можно реализовывать фундаментальные эффекты квантовой оптики, базирующиеся на взаимодействии

его с резонансным излучением. Однако в трехмерном пространстве, хотя теоретически и возможна идеальная связь (со 100% поглощением передаваемой мощности) [185], экспериментально достигнутое подавление (extinction – гашение) не превышало 12% [186, 187, 188, 189, 190, 191] из-за несогласованности пространственных мод падающей и рассеянной волн.

Этой проблемы можно избежать за счет эффективной связи атома с континуумом электромагнитных мод, ограниченных одномерной линией передачи (рисунок 3.15(b)), как предложено в [94, 192]. Здесь мы демонстрируем гашение, вызванное отражением, на 94% на искусственном атоме, связанном с открытой 1D линией передачи. Атом, взаимодействующим со свободно распространяющимися волнами, представляет из себя качественно отличную систему от атома, взаимодействующего с модой резонатора. На последних был реализован ряд явлений КЭД с резонатором [152, 146, 149, 193, 182, 194, 150, 151, 195]. В открытом пространстве с атомом реализуются такие явления, известные из квантовой оптики, как аномальная дисперсия и сильно нелинейное поведение при упругом (рэлеевском) рассеянии вблизи атомарного резонанса, наблюдается спектр неупругого рассеянного излучения, который демонстрирует резонансный триплет флуоресценции (триплет Моллоу) [196, 197, 198, 199, 200] при сильном возбуждении.

Наш искусственный атом представляет собой макроскопическую квантовую систему на основе сверхпроводящей петли с джозефсоновскими переходами (рисунок 3.15(b)) (идентичной потоковому кубиту [97]) и с потоком смещения  $\Phi_b$ , близким к половине кванта потока  $\Phi_0/2$ . Петля также разделяет сегмент с линией передачи, что приводит к взаимной индуктивности  $M$  между петлей и линией, в основном из-за кинетической индуктивности общего сегмента [128]. Два низших собственных состояния атома естественным образом выражаются через суперпозиции двух состояний с постоянным током  $I_p$ , текущим по часовой или против часовой стрелки. В собственном базисе два нижних уровня  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$  описываются гамильтонианом

$$H = \hbar\omega_a\sigma_z/2,$$

где  $\omega_a = \sqrt{\omega_0^2 + \varepsilon^2}$  – частота атомного перехода и  $\sigma_i$  ( $i = x, y, z$ ) – матрицы Паули. Здесь  $\hbar\varepsilon = 2I_p \delta\Phi$  ( $\delta\Phi \equiv \Phi_b - \Phi_0/2$ ) представляет собой смещение энергии, контролируемое потоком смещения и  $\hbar\omega_0$  представляет собой энергию расщепления между двумя собственными состояниями. Энергии возбуждения третьего и более высоких собственных состояний намного больше, чем  $\hbar\omega_a$ , поэтому ими можно пренебречь в нашем анализе.

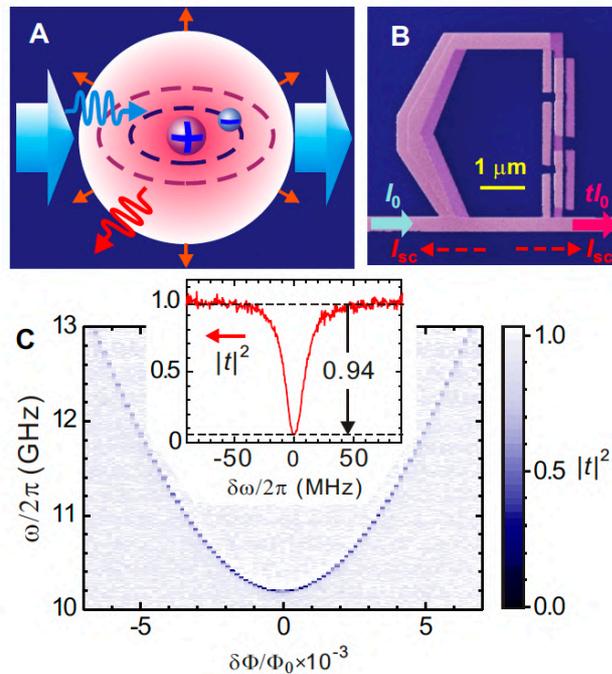


Рисунок 3.15 – Резонансная флуоресценция: резонансное рассеяние волн на одном атоме. (a) Атом в открытом трёхмерном пространстве. (b) Изображение потокового кубита в линии. (c) Экспериментально измеренное прохождение слабого излучения по линии. В резонансе излучение эффективно отражается, как показано на одномерном графике на вставке.

В одномерном волноводе (копланарной линии) распространяется электромагнитная волна, которая может быть представлена в виде  $I_0(x, t) = I_0 e^{ikx - i\omega t}$  (с частотой  $\omega$  и волновым числом  $k$ ). Эта волна возбуждает внутреннюю

динамику в атомах, связанных с линией. Мы считаем, что размеры атомов много меньше длины волны – это соответствует реальности. Пусть атом располагается в начале координат в точке  $x = 0$ . Такой атом будет, в свою очередь, излучать волны  $I_{sc}(x, t) = I_{sc} e^{ik|x| - i\omega t}$ , распространяющиеся в обоих направлениях (вперед и назад). В качестве атома в нашем эксперименте выступает сверхпроводниковая двухуровневая квантовая система. Это может быть кубит любого типа. В нашем же эксперименте мы используем потоковый кубит (петля с джозефсоновскими переходами), связанный с линией индуктивностью. Динамика тока в петле описывается магнитным потоком  $\langle \phi(t) \rangle$ . Тогда рассеянная волна удовлетворяет одномерному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} - v^{-2} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} = c \delta(x) \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2},$$

где  $v = 1/\sqrt{lc}$  – скорость волны ( $l$  и  $c$  – индуктивность и емкость на единицу длины), а  $k = v/\omega$ .

Для простоты будем рассматривать резонансную накачку ( $\omega_a = \omega_0$ ) в нижней точке кубита по энергии ( $\varepsilon = 0$ ). Взаимодействие атома атома с электромагнитной волной в линии передачи представляется гамильтонианом

$$H_{int} = -\phi_p \text{Re}[I_0(0, t)] \sigma_x,$$

где  $\phi_p = MI_p$  – элемент матрицы дипольного момента. Перепишем гамильтониан в приближении вращающейся волны:

$$H = -(\hbar\delta\omega\sigma_z + \hbar\Omega\sigma_x)/2,$$

где  $\delta\omega = \omega - \omega_0$  – отстройка от резонанса атома и  $\hbar\Omega = \phi_p I_0$  – энергия дипольного взаимодействия. Зависящий от времени атомный дипольный момент может быть

представлен как  $\langle \phi(t) \rangle = \phi_p \langle \sigma^- \rangle e^{-i\omega t}$ , а граничное условие для рассеянной волны, возбуждаемой атомной поляризацией, удовлетворяет уравнению  $2ikI_{sc} = -\omega^2 \phi_p \langle \sigma^- \rangle$ , где  $\sigma^\pm = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2$ .

Предполагая, что релаксация атома вызвана исключительно квантовым шумом открытой линии, мы получаем скорость релаксации  $\Gamma_1 = (\hbar\omega\phi_p^2)/(\hbar^2 Z)$  (здесь  $Z = \sqrt{l/c}$  – импеданс линии) [201] и находим

$$I_{sc} = \frac{i\hbar\Gamma_1}{\phi_p} \langle \sigma^- \rangle e^{ik|x| - i\omega t}. \quad (3.115)$$

Это выражение указывает на то, что диссипация энергии атомов в линию проявляется даже при упругом рассеянии.

Атом, связанный с открытой линией, описывается матрицей плотности  $\rho$ , которая удовлетворяет основному уравнению  $\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \hat{L}[\rho]$ . При нулевой температуре простейшая форма оператора Линдблада  $\hat{L}[\rho] = -\Gamma_1 \sigma_z \rho_e - \Gamma_2 (\sigma^+ \rho_{eg} + \sigma^- \rho_{ge})$  описывает релаксацию энергии (первый член) и затухание недиагональных элементов матрицы плотности со скоростью  $\Gamma_2 = \frac{\Gamma_1}{2} + \Gamma_\varphi$  дефазировки, где  $\Gamma_\varphi$  – скорость чистой дефазировки. Удобно определять коэффициенты отражения  $r$  и пропускания  $t$  в соответствии с  $I_{sc} = -rI_0$  и  $I_0 + I_{sc} = tI_0$  и, следовательно,  $t = 1 - r$ . Из уравнения (3.115) мы находим стационарное решение

$$r = r_0 \frac{1 + \frac{i\delta\omega}{\Gamma_2}}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\Gamma_2}\right)^2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma_1\Gamma_2}}, \quad (3.116)$$

где максимальная амплитуда отражения  $r_0 = \eta\Gamma_1/2\Gamma_2$  при  $\delta\omega = 0$ . Здесь  $\eta$  представлена безразмерная эффективность связи с линейным полем, учитывающая

безызлучательную релаксацию. Максимально возможное подавление мощности  $(1 - |t|^2)$  может достигать 100%, когда  $|r| = 1$ . Это происходит для  $\eta = 1$  и  $\Gamma_2 = \frac{\Gamma_1}{2}$ , то есть в отсутствие чистой дефазировки,  $\Gamma_\varphi = 0$ . В таком случае волна, рассеянная атомом вперед, складывается с падающей волной и гасится благодаря деструктивной интерференции ( $I_{sc} + I_0 = 0$ ).

На рис. 3.15(b) изображена СЭМ микрофотография искусственного атома, подключенного к одномерной линии передачи. Петля с четырьмя джозефсоновскими переходами индуктивно связана с линией. Падающая волна (синяя стрелка) рассеивается только вперед и назад (красные стрелки) и может быть обнаружена в любом направлении. Переданная волна обозначена пурпурной стрелкой.

Снимая прохождение в широком диапазоне, мы получаем спектроскопическую линию нашего кубита в зависимости от внешнего магнитного поля, что показано на рисунке 3.15(c). Резонансное отражение проявляется как темная линия, что соответствует резкому уменьшению коэффициента пропускания мощности  $|t|^2$ . Подавление мощности прошедшей волны достигает 94%. Это говорит о том, что безызлучательная релаксация сильно подавлена по сравнению с излучательной релаксацией и наш атом эффективно связано только с электромагнитными волнами. Мы определяем минимальную частоту как  $\omega_0/2\pi = 10,204$  ГГц при  $\delta\Phi = 0$  и циркулирующем в петле токе  $I_p = 195$  нА.

На рисунке 3.16(a) представлен коэффициент отражения, полученный из пропускания в соответствии с  $r = 1 - t$  и полученный в  $\Phi = 0$ . Мы можем определить поляризуемость  $\alpha = \alpha' + i\alpha''$  как  $\langle\phi\rangle = \alpha I_0$ , используя аналогию с естественными атомами, и, следовательно,  $\alpha \propto ir$ . В окрестности резонанса  $\text{Re}[r] \propto \alpha''$  является положительным и достигает максимума в резонансе, в то время как  $\text{Im}[r] \propto -\alpha''$  меняет знак с положительного на отрицательный. Упругий процесс в искусственном атоме показывает типичные кривые аномальной дисперсии для обычного вещества.

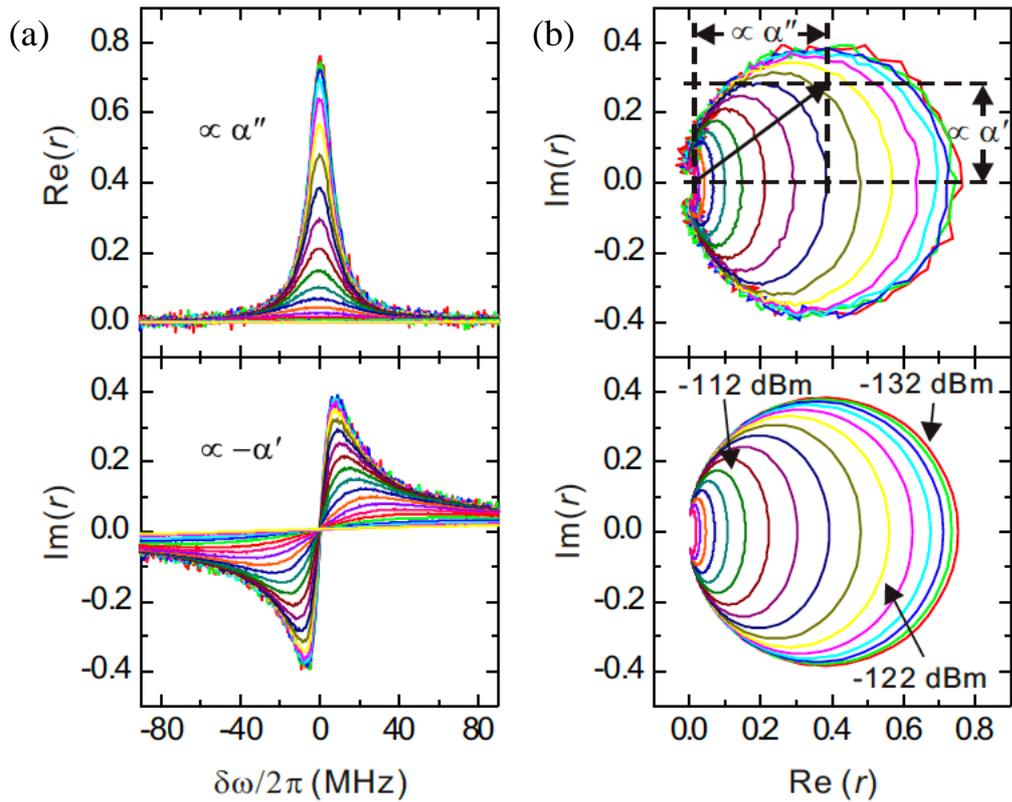


Рисунок 3.16 – Упругое рассеяние падающего микроволнового излучения. Коэффициент отражения  $r$  при  $\delta\Phi = 0$  (измеренный при разных мощностях), пропорциональный поляризуемости атомов, демонстрирует “аномальную дисперсию”. (а) Действительная и мнимая части  $r$  как функция частоты отстройки  $\delta\omega$  от резонанса на  $\omega_0 = 10,204$  ГГц. Мощность возбуждения изменяется от -132 дБм (наибольший  $r$ ) до -84 дБм (наименьший  $r$ ) с шагом 2 дБ.

(б) Диаграммы Смита микроволнового отражения. Верхняя панель: экспериментально полученные  $r$  данные нанесены в координатах  $\text{Re}[r]$   $\text{Im}[r]$  для мощностей от -132 дБм в -102 дБм с шагом 2 дБ. Цветовая кодировка такая же, как и на (а). Нижняя панель: вычисление с использованием уравнения (3.116) для тех же мощностей сигнала, что и на верхней панели.

Со слабым возбуждающим полем ( $\Omega^2/(\Gamma_1\Gamma_2) \ll 1$ ) (самая верхняя кривая на рисунке 3.15(а)), появляется пик в  $\text{Re}[r] = \eta r_0 \left(1 + \left(\frac{\delta\omega}{\Gamma_2}\right)^2\right)^{-1/2}$ . Подгонка с использованием уравнения (3.116) с  $\eta = 1$  дает  $\Gamma_1 = 6,9 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$  ( $\Gamma_1/2\pi = 11$  МГц) и  $\Gamma_2 = 4,5 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$  ( $\Gamma_2/2\pi = 7,2$  МГц). Из выражения для  $\Gamma_1$  взаимной индуктивности между атомом и линией передачи оценивается как  $M = 12$  пГн. Хотя наше предположение, что  $\eta = 1$ , не было проверено экспериментально, оно может быть разумным, потому что, во-первых, весь ток линии должен эффективно

взаимодействовать с атомом, а во-вторых, возможная релаксация без излучения, измеренная для изолированных атомов, является слабой и обычно меньше  $10^6 \text{ с}^{-1}$  [123]. В случае несовершенной связи ( $\eta < 1$ ) фактическое  $\Gamma_1$  значение может быть немного выше.

При малой мощности, когда поток фотонов в падающей волне меньше времени переизлучения, система ведет себя линейно. При большой же мощности атом не успевает переизлучить фотон и происходит насыщение. С увеличением мощности падающего микроволнового излучения  $W_0$ ,  $|r|$  монотонно уменьшается. На диаграмме рисунка 3.16(b) форма траектории меняется от большого круга к маленькому эллипсу. Нашу модель двухуровневого атома, связанного с одной одномерной модой, подтверждает почти идеальное соответствие между расчетами и измерениями. Далее будет интересно изучить свойства такой нелинейной среды из большого числа искусственных атомов [202].

Мы исследовали и описали упругое рэлеевское рассеяние. В этом случае падающая и рассеянная волны имеют одинаковую частоту. Однако остальная часть мощности  $W'_{sc} = W_0(1 - |t|^2 - |r|^2)$  рассеивается неупруго и может наблюдаться в спектре по мощности. На рисунке 3.17(a) показан спектр, измеренный в точке вырождения ( $\delta\Phi = 0$ ) при резонансной накачке с мощностью, соответствующей  $\Omega/2\pi \approx 57 \text{ МГц}$ . Из оптики известно, что двухуровневая система неупруго рассеивает волну под действием сильной накачки. Спектр такого неэластичного рассеяния проявляется как триплет и называется резонансный триплет флуоресценции или триплет Моллоу [196, 197, 198, 199, 200]. Условие сильной накачки:  $\Omega^2 \gg \Gamma_1^2$ . В этом случае полная неупруго рассеянная мощность  $W'_{sc} \approx \left(\frac{\Gamma_1^2}{\Omega^2}\right) W_0$  и может быть также представлено в виде  $W'_{sc} \approx \hbar\omega\Gamma_1/2$ . Последнее выражение имеет простой физический смысл: при сильной накачке атом имеет заселенность близко к  $1/2$  и спонтанно излучает энергию со скоростью  $\Gamma_1$ . При  $\eta = 1$ , что спектральная плотность в одном из направлений:

$$S(\omega) \approx \frac{\hbar\omega\Gamma_1}{16\pi} \left[ \frac{\gamma_s}{(\delta\omega + \Omega)^2 + \gamma_s^2} + \frac{\gamma_c}{\delta\omega^2 + \gamma_c^2} + \frac{\gamma_s}{(\delta\omega - \Omega)^2 + \gamma_s^2} \right], \quad (3.117)$$

где  $\gamma_c = \Gamma_2$  и  $\gamma_s = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_1}{2}$  – полуширина центрального и боковых пиков. Открытые точки на рисунке 3.17(a) представляют экспериментально померенные спектры на спектральном анализаторе. Красная кривая – уравнение (3.117).

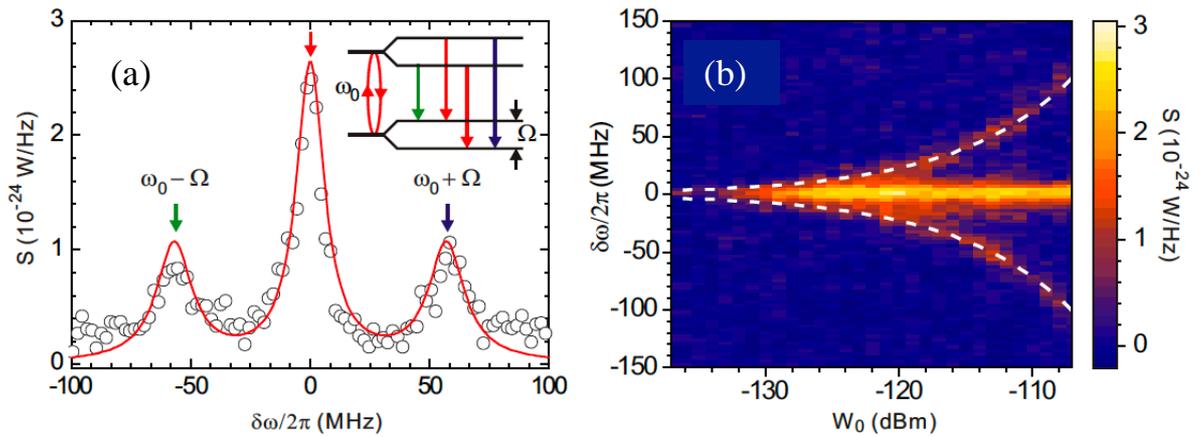


Рисунок 3.17 – Триплет резонансной флуоресценции: Спектр неупругого рассеянного излучения. (a) Экспериментально померенное излучение (открытые кружки) ( $S = 2\pi S(\omega)$ ) при накачке с частотой Раби  $\Omega/2\pi = 57$  МГц, соответствующей падающей микроволновой мощности  $W_0 = -112$  дБм или  $6,3 \times 10^{-15}$  Вт. Красная сплошная кривая представляет собой излучение, рассчитанное из уравнения (3.117). Схема триплетных переходов в изображении одетого состояния представлена на вставке. (b) Экспериментально полученный спектр от мощности. Белые пунктирные линии – положение боковых пиков.

Сильная связь позволяет нам с одной стороны эффективно возбуждать атом, а с другой собирать практически всё переизлучённое атомом излучение. Рисунок 3.17(b) показывает резонансное флуоресцентное излучение в зависимости от накачки. Пунктирными белыми линиями показано ожидаемое положение боковых пиков, что хорошо согласуется с экспериментом.

Продемонстрированное рассеяние резонансных волн от макроскопического искусственного атома в открытой линии указывает на то, что такие

сверхпроводниковые квантовые устройства могут использоваться в качестве элементов для управляемых квантово-когерентных макроскопических искусственных структур.

### **3.4 Предельный квантовый усилитель на одиночном атоме**

Далее мы рассмотрим эффекты на трёхуровневом искусственном атоме, используя всё тот же искусственный атом в открытом пространстве на чипе. Квантовые усилители относятся к широко используемым приборам в квантовой оптике. Они, как правило, используют активные среды с внутриатомными или внутримолекулярными переходами [181, 203], при этом частоты определяются конкретным веществом и обычно не могут меняться. Важно также то, что активная среда состоит из гигантского количества атомов. С точки зрения фундаментальной физики интересно показать те же явления на отдельном атоме или молекуле в открытом пространстве. Для этого нет принципиальных теоретических ограничений [191], однако, это крайне трудно реализовать на практике. Главная трудность состоит в том, что естественные атомы (молекулы, квантовые точки) оказываются физически слабо связанными с конкретным устройством, модой электромагнитного излучения и т.д. [186, 187, 188, 189, 190, 191]. В частности, очень трудная задача – связать сфокусированное излучение с конкретным атомом, несмотря на теоретическую возможность достижения физически сильной связи путем тщательной фокусировки пространственных мод излучения на атом [185]. Несколько более простой задачей является связь атома с высокодобротным резонатором [152, 165, 204, 146, 149, 195]. На таких системах, в частности, была продемонстрирована люминесценция в одиночных естественных [205, 155] и искусственных [151, 206] атомах. Находящийся в резонаторе атом связан лишь с одной частотной модой, однако реализация элементарного (предельного)

квантового усилителя может быть осуществлена лишь с использованием одиночного атома, сильно связанного с континуумом электромагнитных мод открытого пространства. Теоретически известно, что проблема согласования пространственных мод электромагнитных волн с одиночным атомом может быть решена путем уменьшения размерности доступного излучению пространства до одномерного [94, 192], что также подтверждается недавним экспериментом, в котором была достигнута сильная (превышающая по скорости энергетического обмена его собственную диссипацию) связь искусственного атома с открытой одномерной линией [90].

В данной секции мы описываем эксперименты, в которых наблюдалось усиление на одиночном трехуровневом искусственном атоме, соединенном с одномерной линией передачи волны. Такой атом является полностью управляемой и перестраиваемой квантовой системой, все основные характеристики которой, например, энергетический спектр и связь с линией, были специально спроектированы.

Наше устройство представляет собой квантовую систему с набором уровней. Мы используем геометрию так называемого потокового сверхпроводникового искусственного атома (ПСИАТа) [97] (сверхпроводящая петля с четырьмя туннельными переходами), связанного с одномерной линией передачи через некоторую взаимную индуктивность  $M$  [128]. В модели мы ограничиваем рассмотрение тремя низшими энергетическими состояниями системы  $|i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) с энергиями  $\hbar\omega_i$ , схематически показанными на рисунке 3.18(a). Устройство спроектировано таким образом, что все соответствующие частоты переходов трехуровневой системы  $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$  ( $i > j$ ) попадают как в полосу пропускания использовавшегося микроволнового тракта, так и в рабочий диапазон имевшихся в лаборатории СВЧ-источников, ограниченный сверху значением в 40 ГГц. Как можно видеть, энергетические уровни системы обладают значительной неэквидистантностью, что предотвращает нерезонансные переходы при работе с ней. Энергии атомных уровней могут настраиваться внешним магнитным полем; частоты переходов  $\omega_{21}$ ,  $\omega_{32}$  и  $\omega_{31}$  достигают своих

экстремальных значений, когда индуцированный магнитный поток в контуре  $\Phi$  равен половине кванта потока ( $\Phi_0/2$ ), то есть  $\delta\Phi = \Phi - \Phi_0/2 = 0$ . Эксперимент проводится при температуре  $T = 40$  мК, малой по сравнению с атомным расщеплением энергии ( $\hbar\omega_{ij} \gg k_B T$ ), что гарантирует отсутствие тепловых возбуждений.

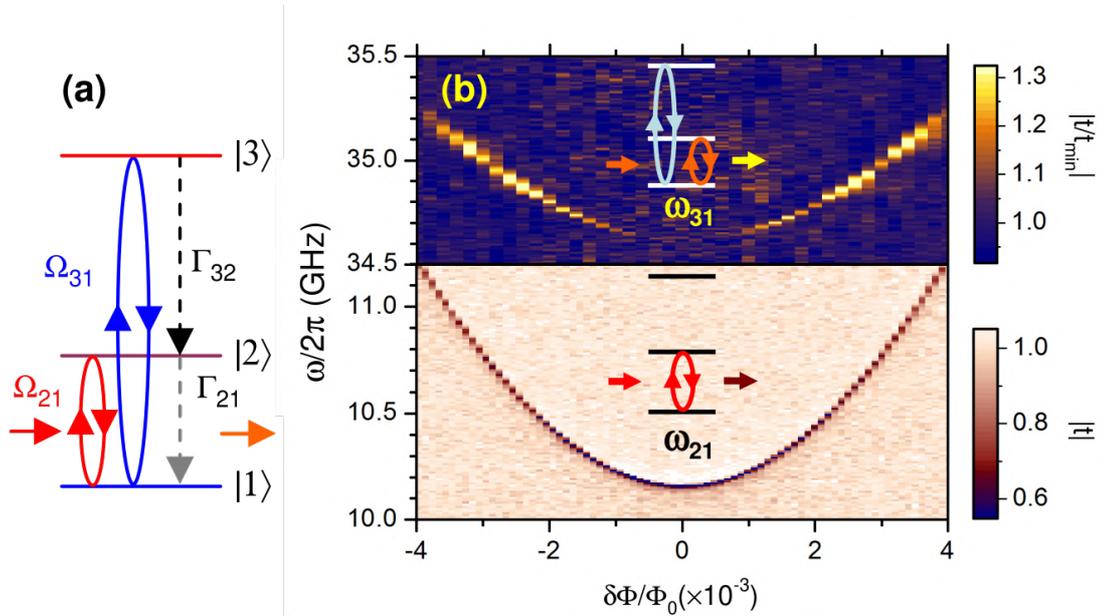


Рисунок 3.18 – Спектральные характеристики одиночного трехуровневого искусственного атома. (а) Энергетическая диаграмма. Инверсная населенность достигается путем перекачки атома из основного состояния  $|1\rangle$  во второе возбужденное состояние  $|3\rangle$  в процессе релаксации  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ .  $\Omega_{31}$  и  $\Omega_{21}$  – частоты Раби для накачки и пробного сигнала, которыми косвенно выражаются амплитуды соответствующих полей. (б) Экспериментальные данные спектроскопии. Частота нижнего перехода  $\omega_{21}$  определяется путем спектроскопии пропускания как положение резкого падения коэффициента пропускания. Более высокая частота  $\omega_{31}$  обнаруживается при бихроматической спектроскопии как яркий пик.

В приближении вращающейся волны трехуровневая система описывается гамильтонианом

$$H_a = -\hbar(\delta\omega_{21}\sigma_{22} + \delta\omega_{31}\sigma_{33}), \quad (3.118)$$

где  $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$  – оператор переходов между атомными состояниями,  $\delta\omega_{ij} = \omega_{ij}^d - \omega_{ij}$  и  $|\delta\omega_{ij}| \ll \omega_{ij}$ . Внешние микроволновые поля накачки на частотах  $\omega_{31}^d$  и  $\omega_{21}^d$  связывают атомные состояния в соответствии с гамильтонианом взаимодействия

$$H_{\text{int}} = -\hbar \left[ \frac{\Omega_{31}}{2} (\sigma_{31} + \sigma_{13}) + \frac{\Omega_{21}}{2} (\sigma_{21} + \sigma_{12}) \right], \quad (3.119)$$

где  $\hbar\Omega_{ij} = \phi_{ij}I_{ij}$  – энергия дипольного взаимодействия для перехода  $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$  под действием электромагнитного поля в линии передачи с током, заданным действительной функцией  $\text{Re}[I_{ij}(0, t)] = I_{ij}\cos\omega_{ij}^d t$ . Здесь мы предполагаем, что точечный атом расположен в точке  $x = 0$ , а волны  $I_{ij}(x, t) = I_{ij}\exp(ik_{ij}x - i\omega_{ij}^d t)$  с волновым вектором  $k_{ij}$  распространяются по линии передачи. Дипольный матричный элемент может быть представлен в виде  $\phi_{ij} = \zeta_{ij}MI_p$ , где  $I_p$  – циркулирующий ток потокового кубита;  $\phi_{ij}$  имеет размерность магнитного потока, и  $0 \leq \zeta_{ij} \leq 1$ .

Динамика смешанного состояния атома описывается стандартным уравнением  $\dot{\rho} = -(i/\hbar)[H, \rho] + L[\rho]$  для его матрицы плотности  $\rho = \sum_{i,j} \rho_{ij} |i\rangle\langle j|$  с оператором Линдблада  $L = \Gamma_{32}\rho_{33}(-\sigma_{33} + \sigma_{22}) + \Gamma_{21}\rho_{22}(-\sigma_{22} + \sigma_{11}) + \sum_{i \neq j} \gamma_{ij}\rho_{ij}\sigma_{ij}$ . Здесь  $\gamma_{ij} = \gamma_{ji}$  – скорость затухания недиагональных членов (дефазировка), а  $\Gamma_{ij}$  – скорость релаксации между уровнями  $|i\rangle$  и  $|j\rangle$  ( $i > j$ ). В трехуровневом атоме каскадного (ladder) типа  $\Gamma_{31} \ll (\Gamma_{32}, \Gamma_{21})$ . Условие низкой температуры предполагает подавление скоростей возбуждения  $\Gamma_{12} = 0$ ,  $\Gamma_{23} = 0$  и  $\Gamma_{13} = 0$ .

В рамках предшествующих работ было показано, что возбуждаемый на частоте  $\omega_{21}^d$  атом в одномерном открытом пространстве создает рассеянную волну на той же частоте, выражающуюся как [90]

$$I_{sc}(x, t) = i \frac{\hbar\Gamma_{21}}{\phi_{21}} \langle \sigma_{12} \rangle e^{ik_{21}|x| - i\omega_{21}^d t}, \quad (3.120)$$

где  $\langle \sigma_{ij} \rangle = \text{tr}[\sigma_{ij}\rho] = \rho_{ji}$  может быть найдено в установившемся режиме ( $\dot{\rho} = 0$ ). Коэффициент пропускания, определяемый как отношение результирующего тока  $I_{21}(x, t) + I_{sc}(x, t)$  при  $x > 0$  к падающему  $I_{21}(x, t)$ , имеет вид  $t = 1 + i(\Gamma_{21}/\Omega_{21})\rho_{21}$ , причем обнаружение усиления равносильно наблюдению  $|t| > 1$ .

Общее решение основного кинетического уравнения значительно упрощается для наиболее интересного случая почти резонансных сигналов накачки/пробного сигнала и быстрой релаксации  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$  ( $\Gamma_{32} \gg \Gamma_{21}$ ), когда состояние  $|3\rangle$  остается мало заселенным ( $\rho_{33} < \Gamma_{21}/\Gamma_{32} \ll 1$ ). Пренебрегая членами порядка  $\mathcal{O}(\Gamma_{21}/\Gamma_{32})$ , получаем

$$t \approx 1 + \frac{\Gamma_{21}(\rho_{22} - \rho_{11})}{2\lambda_{21} + \Omega_{31}^2/(2\lambda_{23})}, \quad (3.121)$$

где  $\lambda_{21} = \gamma_{21} - i\delta\omega_{21}$ ,  $\lambda_{23} = \gamma_{32} + i\delta\omega_{31} - i\delta\omega_{21}$ . Неравенство  $|t| > 1$ , таким образом, сводится к условию наличия инверсии населенности,  $\rho_{22} > \rho_{11}$ , с дополнительным ограничением на минимальную амплитуду накачки

$$\Omega_{31} > \sqrt{\Gamma_{21}\Gamma_{32}} \quad (3.122)$$

в отсутствие чистой дефазировки в подпространстве основного и второго возбужденного состояний ( $\gamma_{31} \approx \Gamma_{32}/2$ ).

Для того, чтобы увидеть спектроскопию уровней нашего ИА, мы измеряем пропускание, сканируя частоту зондирующего СВЧ измерения, в зависимости от магнитного потока  $\delta\Phi$ . Когда излучение попадает в резонанс, с переходом  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ , волна отражается и проявляется падение в прошедшем сигнале [90]. Таким образом мы выявляем частоту перехода  $\omega_{21}$  как темную узкую линию в  $|t|$  (мм. нижнюю панель, рисунка 3.18(b)). Более высокочастотный переход между состояниями  $|3\rangle$  и  $|1\rangle$  не мог быть исследован таким образом, так как высокочастотный срез

используемого криогенного усилителя (13 ГГц) был ниже, чем  $\omega_{31}$ . Для обнаружения  $\omega_{31}$  мы использовали бихроматическую спектроскопию: пробный СВЧ-сигнал настраивался в точку минимального пропускания  $|t_{\min}|$ , имеющего место при условии  $\omega_{21}^d = \omega_{21}$ . Одновременно проводилась развертка второго высокочастотного (около 30 ГГц) СВЧ-сигнала  $\omega_{31}^d$ . Когда происходил переход при  $\omega_{31}$ ,  $|t|$  возрастал из-за уменьшения населенности уровня  $|1\rangle$ , и мы наблюдали яркую линию на графике зависимости интенсивности  $|t/t_{\min}|$  от  $\delta\Phi$  (верхняя панель рисунка 3.18(b)).

Правила отбора запрещают переходы  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  в точке вырождения ( $\delta\Phi = 0$ ) из-за симметрии волновых функций собственных состояний и образуется трехуровневая атомарную систему каскадного типа. Это видно по исчезновению спектроскопической линии на верхней панели рисунка 3.18(b) при  $\omega/2\pi = 34,61$  ГГц. Для достижения же инверсной заселенности мы должны были иметь возможность перевести атом из основного ( $|1\rangle$ ) во второе возбужденное состояние ( $|3\rangle$ ), поэтому в качестве рабочей точки мы выбирали  $\delta\Phi/\Phi_0 = 3,5 \times 10^{-3}$ , находящуюся немного в стороне от  $\delta\Phi = 0$ . В такой конфигурации, накачивая систему на частоте  $\omega_{31}/2\pi = 35,11$  ГГц, мы ожидали получить каскадную релаксацию  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |1\rangle$ , сопровождаемую испусканием фотонов на частотах  $\omega_{32} = 24,15$  ГГц и  $\omega_{21} = 10,96$  ГГц. Самый низкочастотный из переходов мог быть непосредственно обнаружен, поскольку он находился в полосе частот нашего криогенного усилителя.

На рисунке 3.19(a) представлены данные измерения спектра спонтанного излучения при резонансной накачке на частоте  $\omega_{31}$  с амплитудой  $\Omega_{31}/2\pi = 24$  МГц, которые подтвердили эффективность предложенного механизма заселения уровня  $|2\rangle$ . При малой амплитуде накачки ( $\Omega_{31}/2 \ll (\gamma_{32}, \gamma_{21})$ ) заселенность состояния  $|2\rangle$   $\rho_{22}$  вместе с коэффициентом спонтанной эмиссии  $\Gamma_{21}$  являются параметрами, определяющими спектральную плотность эмиссии в одном из двух возможных направлений как

$$S(\omega) \approx \frac{\rho_{22} \hbar \omega_{21} \Gamma_{21}}{2\pi} \frac{\gamma_{21}}{\gamma_{21}^2 + (\omega - \omega_{21})^2}. \quad (3.123)$$

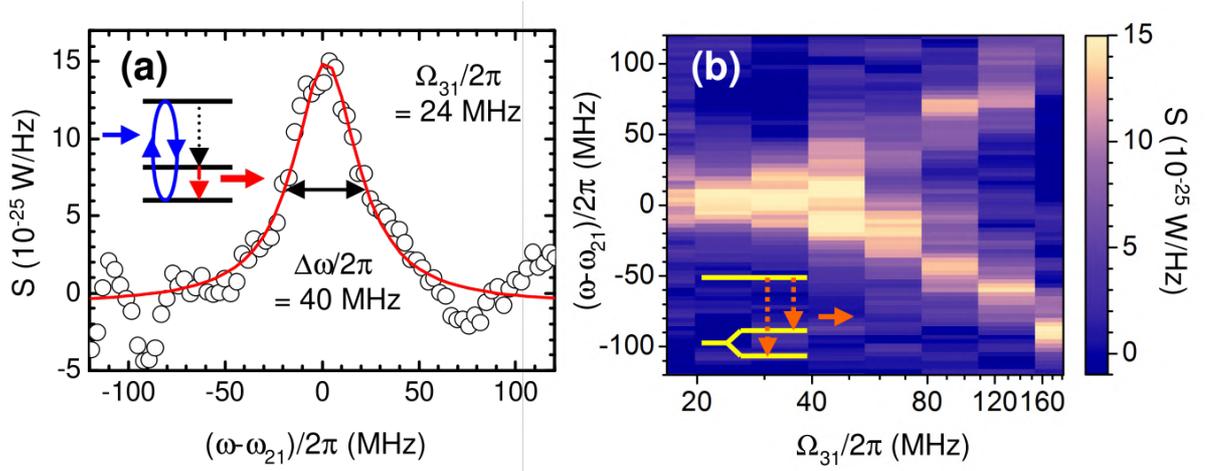


Рисунок 3.19 – Спонтанное излучение в трехуровневом атоме. (a) Спектр излучения ( $S = 2\pi S(\omega)$ ), полученный вблизи  $\omega_{21}/2\pi = 10,96$  ГГц ( $\Phi = 3,5 \times 10^{-3} \Phi_0$ , см. рис. 3.18(b)). (b) Спектр излучения как функция амплитуды накачки  $\Omega_{31}$ . При сильной накачке пик излучения расщепляется на  $\Omega_{31}$  из-за Раби расщепления на уровне  $|1\rangle$ , что схематически показано в диаграмме на вставке. Спектр спонтанного излучения отражает величину шумов в системе.

Хотя в нашем случае  $\Omega_{31}/2$  не является пренебрежимо малым параметром по сравнению с  $\gamma_{21}$ , ширина линии  $\Delta\omega \approx 2\gamma_{21}$  все еще главным образом определяется величиной  $\gamma_{21}/2\pi \approx 18$  MHz (см. ниже). С увеличением  $\Omega_{31}$  пик спонтанного излучения (см. рисунок 3.19(b)) расширяется и затем расщепляется из-за расщепления основного состояния  $|1\rangle$  на величину частоты Раби  $\Omega_{31}$  (эффект “одевания” излучением). Интенсивность излучения может быть аналитически рассчитана также для общего случая, и хорошо описывает форму спектральной линии для излучения одетых состояний. В частности, в предельном случае  $\Omega_{31} \gg (\gamma_{32}, \gamma_{21})$  каждый из двух расщепленных пиков описывается как

$$S^{\pm}(\omega) \approx \frac{\rho_{22} \hbar \omega_{21} \Gamma_{21}}{2\pi} \frac{\gamma'/2}{\gamma'^2 + (\omega - \omega_{21} \pm \Omega_{31}/2)^2}, \quad (3.124)$$

где  $\gamma' = (\gamma_{32} + \gamma_{21})/2$ .

Оба уравнения (3.123) и (3.124) описывают спектр квантового шума в системе. Квантовый шум определяется спонтанной эмиссией в линию передачи. В открытом пространстве константа взаимодействия определяется скоростью спонтанной релаксации в линию  $\Gamma_{21}$ . С внешней накачкой на частоте  $\omega_{21}$  спектр модифицируется и присутствует когерентная компонента на частоте накачки. Мы изучали когерентную компоненту, измеряя коэффициент пропускания  $t$  как функцию отстройки  $\delta\omega_{21}$ . На рисунке 3.20(a) показано прохождение в окрестности перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ . Чтобы не вносить дополнительное возмущение в систему, амплитуда пробной волны  $\Omega_{21}$  оставалась относительно небольшой, тогда как амплитуда накачки  $\Omega_{31}$  менялась в широком диапазоне. При слабой накачке  $\Omega_{31}/2\pi = 3$  МГц (черная кривая) волна отражается, что выражается в виде провала лоренцевской формы с шириной линии 40 МГц, который определяется в первую очередь дефазировкой  $2\gamma_{21}$ . С увеличением  $\Omega_{31}$ , пропускание сильно модифицируется. При  $\Omega_{31}/2\pi = 23$  МГц провал полностью подавлен (синяя кривая). При более сильной накачке наблюдается усиление: при  $\Omega_{31}/2\pi = 40$  МГц (красная кривая) пропускание превышает единицу на 5%, демонстрируя четкий пик усиления, а при  $\Omega_{31}/2\pi = 95$  МГц (зеленая кривая) пик расщепляется. Важно также отметить, что в условиях усиления фаза на нижней панели рисунка 3.20(a) оказывается инвертирована. Графики интенсивности на рисунке 3.20(b) содержат полную информацию о поведении  $t$  в зависимости от амплитуды накачки  $\Omega_{31}$ .

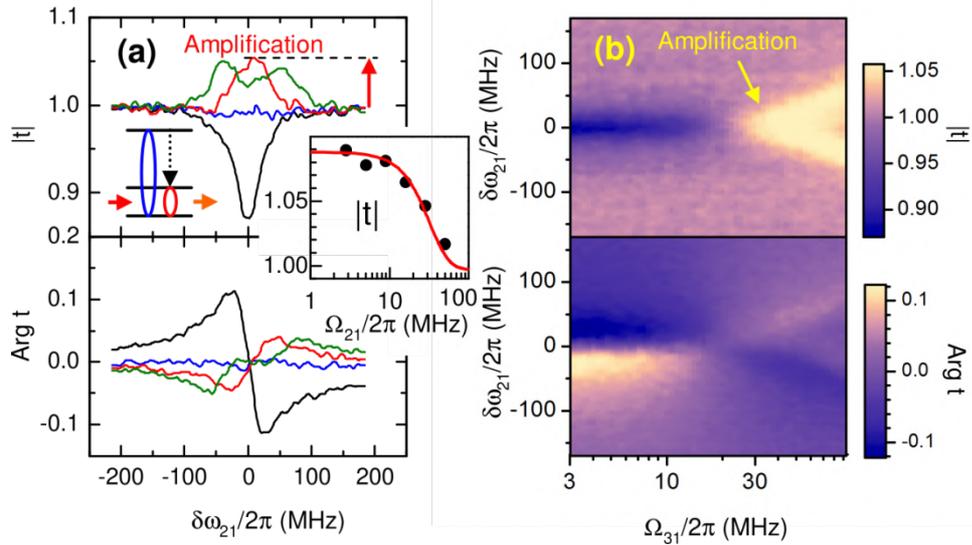


Рисунок 3.20 – Усиление на одиночном трехуровневом атоме. (а) Коэффициент пропускания  $t$  в окрестности резонансной частоты  $\omega_{21}/2\pi = 10,96$  ГГц при различных амплитудах накачки  $\Omega_{31}$ . На вставке показано абсолютная величина прохождения  $|t|$  в резонансе ( $\delta\omega_{21} = 0$ ) как функция амплитуды пробного сигнала  $\Omega_{21}$ . (б) Двумерный график  $t$  (амплитуда и фаза) как функция частоты пробного сигнала и амплитуды накачки  $\Omega_{31}$ .

Черные точки на вставке рисунка 3.20(а) показывают экспериментально пропускание  $|t|$  при фиксированной амплитуде накачки  $\Omega_{31}/2\pi = 40$  МГц в зависимости от амплитуды пробного сигнала  $\Omega_{21}$ . В диапазоне амплитуд  $\Omega_{21}/2\pi < 20$  МГц  $|t| > 1$  и меняется. Эта область соответствует почти линейному усилению. Максимальное значение коэффициента усиления около 1,09. Интересно, что в расчетах, показанных красной кривой, наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается, когда мы пренебрегали чистой дефазировкой ( $\gamma_{21} = \Gamma_{21}/2$ ). Действительно,  $t$  нечувствительна к линейным флуктуациям  $\delta\omega_{21}$  в “особенной точке”  $\Omega_{31} = 2\gamma_{32}$ .

Примечательно, что коэффициент усиления для одноатомного усилителя фундаментально ограничен. Поскольку в процессе стимулированной эмиссии один фотон индуцирует испускание на более одного дополнительного фотона, если система находилась в возбужденном состоянии. Коэффициент усиления по мощности 2 даёт коэффициент усиления по полю  $\sqrt{2}$ . Более того, в открытом пространстве налетающий фотон из когерентной волны не может быть идеально

согласован с атомом. Другими словами, существуют конкурирующие некогерентные процессы, например, релаксации, вызванной неизбежным квантовым шумом. Коэффициенте усреднения также зависит от заселённости уровня  $|2\rangle$ .

Для расчета максимального усиления мы рассматриваем систему в двойном резонансе, без чистой дефазировки и с  $\Gamma_{32} \gg \Gamma_{21}$ . В этом случае для амплитуды возбуждения порядка порога, определяемого уравнением (3.122), выражения для населенностей могут быть упрощены до  $\rho_{11} = 1/(1 + \nu)$  и  $\rho_{22} = \nu/(1 + \nu)$ , где  $\nu = \Omega_{31}^2/(\Gamma_{32}\Gamma_{21})$  – квадрат нормированной амплитуды накачки (см. ниже). С этой переменной уравнение (3.121) преобразуется к  $t = 1 + (\nu - 1)/(\nu + 1)^2$ , здесь максимум  $t = 1 + 1/8$  достигается при  $\nu = 3$ , то есть  $\Omega_{31}^2 = 3\Gamma_{21}\Gamma_{32}$ , причем соответствующие населенности оказываются  $\rho_{22} = 3/4$  и  $\rho_{11} = 1/4$ .

Для полноты анализа мы также извлекли параметры нашей системы из экспериментальных данных. По форме провала в пропускании при отключенной накачке [см. уравнение (3.121)] с  $\Omega_{31} = 0$  и  $\rho_{22} - \rho_{11} = -1$ ),  $\Gamma_{21}/2\pi$  найдено равным 11 МГц. Пренебрегая чистой дефазировкой, т.е. положив  $\gamma_{31} (= \Gamma_{32}/2)$  и  $\gamma_{32} (= \Gamma_{32}/2 + \Gamma_{21}/2)$  [181], мы обнаружили, что экспериментальные данные находятся в очень хорошем согласии с теорией, когда  $\Gamma_{32}/2\pi$  принимается равной 35 МГц (см. ниже). Усиление происходит, когда амплитуда накачки превышает  $\Omega_{31}/2\pi \approx 20$  МГц, величина которого определяется из уравнения (3.122), что сходится с нашим экспериментом.

Шесть панелей рисунка 3.21, данные на каждой из которых получены при различных  $\Omega_{31}$ , показывают  $|t|$  в зависимости от отстройки от резонанса:  $\delta\omega_{31}$  (ось абсцисс) и  $\delta\omega_{21}$  (ось ординат). Области усиления, обнаруживающие себя в виде ярких пятен вблизи точек двойного резонанса, расщепляются при сильной накачке ( $\Omega_{31}/2\pi = 95$  МГц). Расщепление напоминает типичную картину антикроссинга (показана черной пунктирной линией); однако центральная часть двух его ветвей проявляется и в превышении коэффициентом пропускания единицы  $|t| > 1$ , свидетельствуя об усилении на обоих частотах переходов одетых состояний.

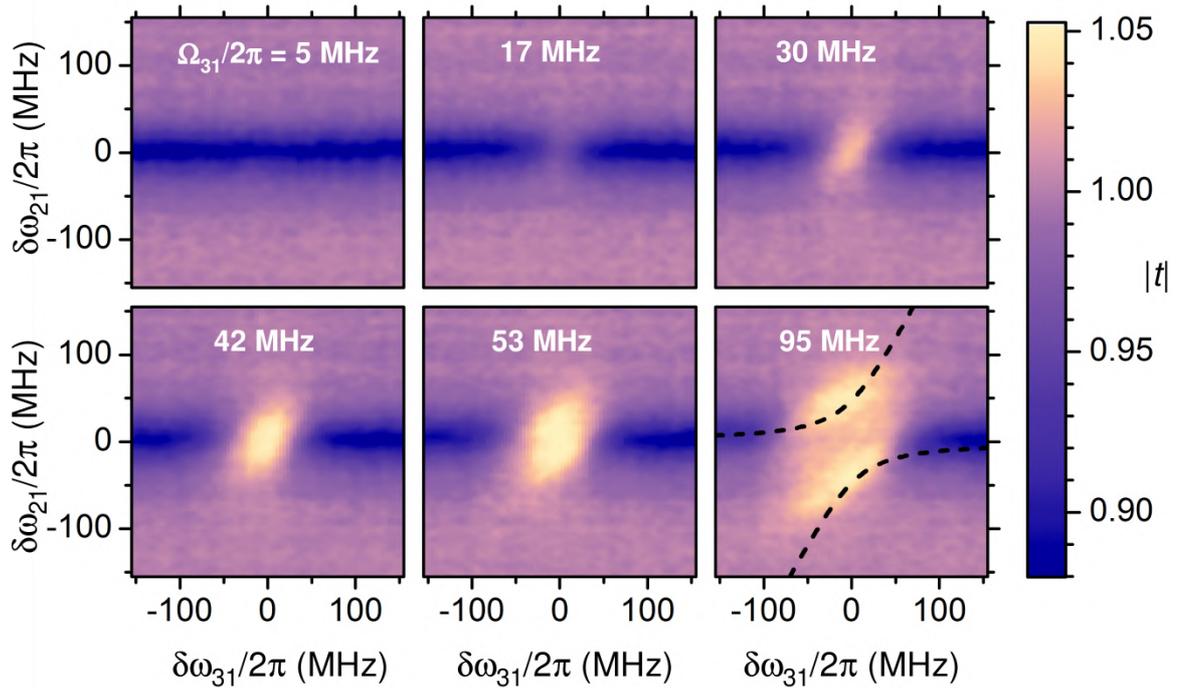


Рисунок 3.21 – Усиление в зависимости от отстройки частот накачки и пробного сигнала,  $\delta\omega_{32}$  и  $\delta\omega_{21}$ . Амплитуды накачки  $\Omega_{31}$  указаны в подписях на каждой из панелей. Черная пунктирная линия на панели с самой сильной накачкой ( $\Omega_{31}/2\pi = 95$  МГц) показывает ожидаемый вид антикроссинга спектральных линий.

Усиление одним искусственным атомом представляет собой пример элементарного квантового усилителя. Далее было бы интересно построить квантовый усилитель на нескольких искусственных атомах. Вероятно, шумовыми характеристики такого усилителя должны быть ограничены квантовым шумом из-за спонтанной эмиссии в открытое пространство. Продemonстрированный усилитель на кристалле является перестраиваемым, и его полоса пропускания может быть выбрана путем изменения связи с линией передачи.

Подводя итог, скажем, что в данном разделе был продемонстрирован полностью управляемый и перестраиваемый квантовый усилитель на кристалле с одним искусственным атомом в открытом одномерном пространстве. Эта работа открывает новое направление квантовой электроники на кристалле.

### Динамика трехуровневого атома. Инверсная населенность и усиление

В приближении вращающейся волны (ПВВ) трехуровневая система, которая может рассматриваться потоковый сверхпроводниковый искусственный атом (ПСИАТ), описывается гамильтонианом

$$H_a = -\hbar(\delta\omega_{21}\sigma_{22} + \delta\omega_{31}\sigma_{33}), \quad (3.125)$$

где  $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$  оператор проекции/перехода атомных состояний,  $\delta\omega_{ij} = \omega_{ij}^d - \omega_{ij}$ . Внешние микроволновые поля накачки на частотах  $\omega_{31}^d$  и  $\omega_{21}^d$  связывают атомные состояния в соответствии с гамильтонианом взаимодействия:

$$H_{int} = -\hbar \left[ \frac{\Omega_{31}}{2} (\sigma_{31} + \sigma_{13}) + \frac{\Omega_{21}}{2} (\sigma_{21} + \sigma_{12}) \right], \quad (3.126)$$

где  $\hbar\Omega_{ij} = \phi_{ij}I_{ij}$  есть дипольная энергия взаимодействия для перехода  $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$  под действием магнитного поля волн, распространяющихся в передающей линии, вызванного током  $\text{Re}[I_{ij}(0,t)] = I_{ij} \cos \omega_{ij}^d t$ . Здесь мы предполагаем, что точечный атом расположен в точке  $x = 0$  и микроволновые сигналы от классических источников описываются выражением  $I_{ij}(x,t) = I_{ij} \exp(ik_{ij}x - i\omega_{ij}^d t)$  с волновыми векторами  $k_{ij}$ . Дипольный матричный элемент перехода может быть представлен в виде величины  $\phi_{ij} = \zeta_{ij}MI_p$ , имеющей размерность магнитного потока, причем коэффициент  $\zeta_{ij}: 0 \leq \zeta_{ij} \leq 1$ ,  $M$  – величина взаимной индуктивности между атомом и волноводом, и  $I_p$  – величина циркулирующего тока в ПСИАТе.

Динамика системы может быть описана основным кинетическим уравнением для матрицы плотности  $\rho = \rho_{ij}|i\rangle\langle j|$

$$\dot{\rho} = -(i/\hbar)[H, \rho] + L[\rho] \quad (3.127)$$

с линдбладдианом

$$L = \Gamma_{32}\rho_{33}(-\sigma_{33} + \sigma_{22}) + \Gamma_{21}\rho_{22}(-\sigma_{22} + \sigma_{11}) + \sum_{i \neq j} \gamma_{ij} \rho_{ij} \sigma_{ij}. \quad (3.128)$$

Здесь  $\gamma_{ij} = \gamma_{ji}$  – скорость затухания недиагональных элементов матрицы плотности (дефазировка) и  $\Gamma_{ij}$  – скорость перехода при спонтанной релаксации из  $|i\rangle$  в  $|j\rangle$  ( $i > j$ ). В трехуровневой системе каскадного типа переходами  $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$  можно пренебречь, т.к.  $\Gamma_{31} \ll (\Gamma_{32}, \Gamma_{21})$ . Эксперимент проводится при температуре  $T$ , малой по сравнению с расщеплениями в системе ( $\hbar\omega_{ij} \gg k_B T$ ), что означает невозможность термической активации переходов ( $\Gamma_{12} = 0$ ,  $\Gamma_{23} = 0$  and  $\Gamma_{13} = 0$ ).

Атом, связанный преимущественно с одномерным резервуаром фотонных мод, при рассеянии на нем излучения генерирует распространяющуюся волну, описываемую уравнением [90]

$$I_{sc}(x, t) = i \frac{\hbar\Gamma_{12}}{\phi_{12}} \langle \sigma_{12} \rangle e^{ik_{21}|x| - i\omega_{21}t}, \quad (3.129)$$

где среднее  $\langle \sigma_{ij} \rangle = tr[\sigma_{ij}\rho] = \rho_{ji}$  может быть легко найдено в установившемся режиме ( $\dot{\rho} = 0$ ), когда уравнение ГКСЛ сводится к линейной системе. Коэффициент пропускания, выражаемый как отношение комплексной амплитуды сигнала справа от атома  $I_{21}(x, t) + I_{sc}(x, t)$  (представляющего собой интерференцию исходного и переизлученного сигналов при  $x > 0$ ) к амплитуде падающего сигнала слева  $I_{21}(x, t)$  (при  $x < 0$ ) может быть рассчитан по формуле

$$t = 1 + i \frac{\Gamma_{21}}{\Omega_{21}} \rho_{21}. \quad (3.130)$$

К ур. (3.130) можно добавить неравенство, описывающее условие наличия усиления:

$$|t| > 1. \quad (3.131)$$

Слабая по амплитуде накачка (пробный сигнал) на частоте вблизи  $\omega_{21}$  не может значительно изменить населенность состояний, можно получить приближенные выражения для коэффициентов матрицы плотности:

$$\rho_{11} = \frac{A}{A + B + 1}, \quad (3.132)$$

$$\rho_{22} = \frac{B}{A + B + 1}, \quad (3.133)$$

$$\rho_{33} = \frac{1}{A + B + 1}, \quad (3.134)$$

$$\rho_{21} = \frac{-i \frac{\Omega_{21}}{2\lambda_{21}} \left( \frac{\Omega_{31}^2}{4\lambda_{13}\lambda_{23}} (\rho_{11} - \rho_{33}) + \rho_{22} - \rho_{11} \right)}{1 + \frac{\Omega_{31}^2}{4\lambda_{21}\lambda_{23}}}, \quad (3.135)$$

где  $\lambda_{ij} = \lambda_{ji}^*$ ,  $\lambda_{21} = \gamma_{21} - i\delta\omega_{21}$ ,  $\lambda_{23} = \gamma_{32} + i\delta\omega_{31} - i\delta\omega_{21}$ ,  $\lambda_{13} = \gamma_{31} + i\delta\omega_{31}$ ,  $A = 2\Gamma_{32}|\lambda_{13}|^2/(\gamma_{31}\Omega_{31}^2) + 1$ ,  $B = \Gamma_{32}/\Gamma_{21}$ .

Уравнение (3.135) упрощается для наиболее важного случая резонансной накачки и быстрой релаксации  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$  ( $\Gamma_{32} \gg \Gamma_{21}$ ), когда состояние  $|3\rangle$  остается мало населенным ( $\rho_{33} < \Gamma_{21}/\Gamma_{32} \ll 1$ ). Отбрасывая члены порядка  $O(\Gamma_{21}/\Gamma_{32})$ , получаем:

$$\rho_{21} \approx -i \frac{\Omega_{21}(\rho_{22} - \rho_{11})}{2\lambda_{21} + \frac{\Omega_{31}^2}{2\lambda_{23}}}. \quad (3.136)$$

откуда, согласно ур. (3.131),

$$t \approx 1 + \frac{\Gamma_{21}(\rho_{22} - \rho_{11})}{2\lambda_{21} + \frac{\Omega_{31}^2}{2\lambda_{23}}}. \quad (3.137)$$

Данное уравнение позволяет утверждать, что для наблюдения усиления требуется выполнение обычного условия инверсной населенности

$$\rho_{22} > \rho_{11}, \quad (3.138)$$

что возможно при достаточной амплитуде накачки:

$$\Omega_{31}^2 > 2\Gamma_{21}\gamma_{31}. \quad (3.139)$$

При условии слабости чистой дефазировки между основным и вторым возбужденным состояниями, общая их дефазировка обуславливается только релаксацией  $\gamma_{31} \approx \Gamma_{32}/2$ , и тогда условие усиления принимает вид

$$\Omega_{31}^2 > \Gamma_{21}\Gamma_{32}. \quad (3.140)$$

Представляет интерес следующий вопрос: каков максимальный коэффициент усиления одноатомного усилителя? В идеализированном случае отсутствия чистой

дефазировки основного перехода ( $\gamma_{21} = \Gamma_{21}/2$ ,  $\gamma_{32} = \Gamma_{32}/2$ ,  $\gamma_{31} = \gamma_{32}$  (т.к.  $\Gamma_{21} \ll \Gamma_{32}$ )) коэффициент  $|t|$  согласно ур. (3.137) при двойном резонансе  $\delta\omega_{21} = 0$  и  $\delta\omega_{31} = 0$ , достигает максимума, когда

$$\Omega_{31}^2 = 3\Gamma_{21}\Gamma_{32}, \quad (3.141)$$

то соответствует усилению

$$G = 1 \frac{1}{8}. \quad (3.142)$$

### Спектр спонтанной эмиссии

Спектр спонтанной эмиссии одноатомного усилителя в исследуемой конфигурации в значительной степени зависит от амплитуды накачки  $\Omega_{31}$ . Оказывается, что спектральная плотность средней мощности волн, распространяющихся в одном выбранном направлении (вперед или назад), для перехода  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  [181] равна

$$S(\omega) = \frac{\hbar\omega\Gamma_{21}}{2\pi} \operatorname{Re} \left[ \int_0^{\infty} \langle \sigma_{21}(0)\sigma_{12}(\tau) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau \right]. \quad (3.143)$$

В случае резонансной накачки  $\delta\omega_{31} = 0$ , из основного кинетического уравнения (3.127):

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \rho_{21} \\ \rho_{23} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma_{21} & -i\Omega_{31}/2 \\ -i\Omega_{31}/2 & -\gamma_{32} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_{21} \\ \rho_{23} \end{pmatrix}. \quad (3.144)$$

Используя квантовую регрессионную теорему, получаем отсюда следующие уравнения для корреляционных функций первого порядка:

$$\frac{d\mathbf{s}}{d\tau} = M\mathbf{s}, \quad (3.145)$$

где

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} \langle \sigma_{21}(0)\sigma_{12}(\tau) \rangle \\ \langle \sigma_{21}(0)\sigma_{32}(\tau) \rangle \end{pmatrix}, \quad (3.146)$$

$$M = \begin{pmatrix} -\gamma_{21} & -i\Omega_{31}/2 \\ -i\Omega_{31}/2 & -\gamma_{32} \end{pmatrix} \quad (3.147)$$

с начальными условиями, определяемыми стационарным решением:

$$\mathbf{s}_s = \begin{pmatrix} \langle \sigma_{22} \rangle \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.148)$$

В отсутствие накачки на частоте  $\omega_{21}$  и  $\omega_{32}$ ,  $\langle \sigma_{12} \rangle_s = 0$  и  $\langle \sigma_{32} \rangle_s = 0$ , поэтому  $\sigma_{12}(t)$  и  $\sigma_{32}(t)$  претерпевают некогерентную эволюцию (флуктуируют). Решая ур. (3.145) и возвращаясь к лабораторной системе, находим для  $\tau > 0$

$$\langle \sigma_{21}(0)\sigma_{12}(\tau) \rangle = \langle \sigma_{22} \rangle \frac{\sinh(\Lambda\tau/2 + \alpha)}{\sinh \alpha} e^{(-\gamma/2 - i\omega_{21})\tau}, \quad (3.149)$$

где  $\Lambda = \sqrt{\Delta\gamma^2 - \Omega_{31}^2}$ ,  $\Delta\gamma = (\gamma_{32} - \gamma_{21})$ ,  $\gamma = \gamma_{32} + \gamma_{21}$ ,  $\sinh \alpha = \Lambda/\Omega_{31}$ . Спектр излучения тогда рассчитывается как

$$S(\omega) = \frac{\rho_{22}\hbar\omega_{21}\Gamma_{21}}{2\pi} \left[ \frac{(\gamma - \Lambda)(\Delta\gamma/\Lambda + 1)}{(\gamma - \Lambda)^2 + 4\delta\omega^2} - \frac{(\gamma + \Lambda)(\Delta\gamma/\Lambda - 1)}{(\gamma + \Lambda)^2 + 4\delta\omega^2} \right] \quad (3.150)$$

в случае  $\Omega_{31} < |\Delta\gamma|$ , где  $\delta\omega = \omega - \omega_{21}$ , и как

$$S(\omega) = \frac{\rho_{22}\hbar\omega_{21}\Gamma_{21}}{2\pi} \left[ \frac{\gamma + 2(\delta\omega + \Omega'/2)\Delta\gamma/\Omega'}{\gamma^2 + 4(\delta\omega + \Omega'/2)^2} + \frac{\gamma - 2(\delta\omega - \Omega'/2)\Delta\gamma/\Omega'}{\gamma^2 + 4(\delta\omega - \Omega'/2)^2} \right] \quad (3.151)$$

в случае  $\Omega_{31} > |\Delta\gamma|$ . Здесь введена действительная переменная  $\Omega' = -i\Lambda = \sqrt{\Omega_{31}^2 - \Delta\gamma^2}$ .

В пределе слабой накачки  $\Omega_{31} \ll (\gamma_{32}, \gamma_{21})$ , уравнение сводится к известному результату для спонтанного излучения одиночного двухуровневого атома:

$$S(\omega) \approx \frac{\rho_{22}\hbar\omega_{21}\Gamma_{21}}{2\pi} \frac{\gamma_{21}}{\gamma_{21}^2 + \delta\omega^2}. \quad (3.152)$$

В пределе же сильной накачки  $\Omega_{31} \gg \gamma$ , спектр излучения

$$S(\omega) \approx \frac{\rho_{22}\hbar\omega_{21}\Gamma_{21}}{2\pi} \left[ \frac{\gamma}{\gamma^2 + 4(\delta\omega + \Omega_{31}/2)^2} + \frac{\gamma}{\gamma^2 + 4(\delta\omega - \Omega_{31}/2)^2} \right] \quad (3.153)$$

### Методы исследований

*Проектирование и изготовление образцов.* Копланарный волновод, используемый в качестве линии передачи с волновым сопротивлением  $Z \approx 50$  Ом, формируется путем нанесения тонкой пленки золота на кремниевую подложку. В центре поверхности кристалла подложки располагается сужение волновода, которое выполняется из алюминиевой пленки. Пленка наносится в одном

вакуумном цикле с ПСИАТом методом теневого напыления. Эксперименты проводились в рефрижераторе растворения при температуре 40 мК.

*Коэффициент пропускания при эластичном рассеянии.* Измерение комплексного коэффициента пропускания  $t$  производится при помощи векторного анализатора цепей. Калибровка микроволнового тракта осуществляется при отсутствии искусственного атома в интересующей частотной области: он отстраивается магнитным потоком так, что его частота оказывается на значительном расстоянии от измерительной полосы.

Установка, используемая для эластичной спектроскопии, представлена на рисунке 3.22(а). Для измерения коэффициента пропускания  $t$  сигнал от векторного анализатора подается на канал “вход”, и затем определяется амплитуда и фаза выходящего из рефрижератора сигнала. Для подавления излучения черного тела (шума 50 Ом при 300 К) входная линия содержит два атенюатора по 20 дБ на ступени 1 К и при базовой температуре. На выходной линии стоит низкошумящий криогенный усилитель при 4,2 К, а далее усилители снаружи криостата при комнатной температуре. Для подавления излучения черного тела, приходящего от усилителя 4 К, используются два изолятора на базовой температуре и на фланце 1 К, обеспечивая общее ослабление обратного сигнала на 40 дБ. Энергия возбуждения искусственного атома контролируется с помощью магнитного поля катушки. На рисунке 3.22 (b) показана экспериментальная установка для измерения спектра спонтанной эмиссии. Атом накачивается высокочастотным сигналом, соответствующим переходу между основным и вторым возбужденным состояниями, и измеряется спектр излучения из первого возбужденного состояния в основном с помощью спектрального анализатора. Спектр слабого атомарного излучения извлекается путем вычитания спектральных кривых со включенной и отключенной накачкой и расщепляется на два пика на расстоянии  $\Omega_{31}$  друг от друга, имеющих ширину  $\gamma$ . Расщепление объясняется во вращающемся базисе через релаксацию состояния  $|2\rangle$  на одетое накачкой состояние  $|1\rangle$ .

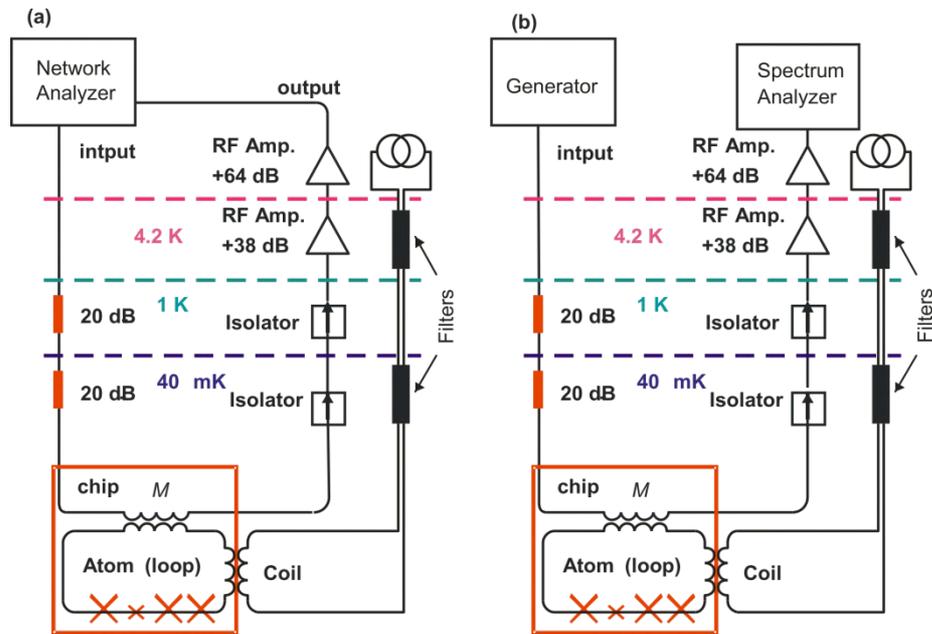


Рисунок 3.22 – (а) Схема экспериментальной установки для измерения коэффициента усиления (пропускания). (б) Схема экспериментальной установки для измерения излучения.

*Измерение спектров спонтанной эмиссии.* Особую трудность представляют измерения спектров излучения от квантовых систем (рис. 3.23(b)). Такие сигналы некогерентны и их нужно выделять на фоне шумов усилителей (шумов криогенных усилителей), которые значительно превосходят полезный сигнал. Для выделения таких сигналов мы модулируем мощность накачки. Спектральная плотность шума усилителя в нашем эксперименте пересчитанная на его вход соответствует величине  $2\pi S(\omega) = k_B T_n \approx 1,9 \times 10^{-22}$  Вт/Гц, где шумовая температура  $T_n = 14$  К.

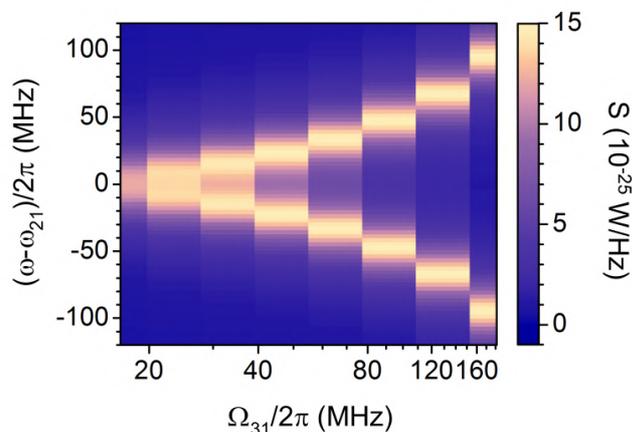


Рисунок 3.23 – Расчетные спектры спонтанного излучения.

### Дополнительные калибровки и расчеты

Параметры нашего устройства извлекаются из экспериментальных кривых следующим образом. Для калибровки амплитуды пробного сигнала при  $\omega_{21}$  мы измеряем зависимость коэффициентов пропускания от его мощности в отсутствие накачки [90]. Для калибровки же мощности накачки, мы проанализировали расщепление пиков на рис. 3.19(b) и рис. 3.20(b). Скорости дефазировки и релаксации, составившие  $\gamma_{21}/2\pi = 18$  МГц и  $\Gamma_{21}/2\pi = 11$  МГц соответственно, были найдены по форме провала в пропускании в пределе слабого пробного сигнала  $\Omega_{21}$  (аналогично черной кривой на рис. 3.20(a), но с более слабым сигналом). Ширина провала равна  $2\gamma_{21}$ , а его глубина (минимальное пропускание) составляет  $t_{min} = 1 - \Gamma_{21}/(2\gamma_{21})$ . Скорость релаксации  $\Gamma_{32}$  была подобрана при моделировании для получения наилучшего согласия с экспериментальными кривыми (в частности, кривыми рис. 3.20(a)) с игнорированием чистой дефазировки в  $\gamma_{31}$  и  $\gamma_{32}$ :  $\gamma_{31} = \Gamma_{32}/2$  и  $\gamma_{32} = \Gamma_{32}/2 + \Gamma_{21}/2$ . Игнорирование оправдано, так как ожидается, что отброшенные скорости чистой дефазировки будут меньшими, чем для  $\gamma_{21}$ , из-за в два раза менее крутой зависимости уровней  $\hbar\omega_{31}$  и  $\hbar\omega_{32}$  от внешнего потока. Обычно именно потоковый шум дает основной вклад в дефазировку. Было установлено, что  $\Gamma_{32}/2\pi$  составляет 35 МГц.

Спектр спонтанного излучения, рассчитанный по уравнениям (3.150), (3.151) и показанный на рис. 3.23, хорошо воспроизводит экспериментально измеренный спектр рис. 3.19(b). На рис. 3.24 и рис. 3.25 показаны расчеты коэффициента пропускания при тех же значениях амплитуд накачки, что и на рис. 3.20(b) и рис. 3.21, соответственно. В последующих расчетах мы использовали полное решение основного уравнения, а не случай слабого пробного сигнала, представленный уравнениями (3.132)-(3.135), поскольку амплитуда пробного сигнала  $\Omega_{21}/2\pi = 16$  МГц не является пренебрежимо малой по сравнению с  $\gamma_{21}$  и  $\Gamma_{21}$ .

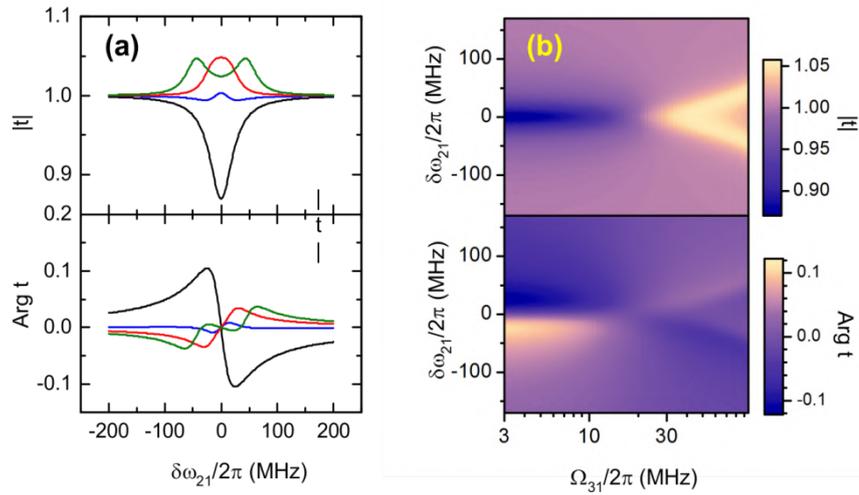


Рисунок 3.24 – Коэффициент усиления как функция амплитуды накачки. (а) Рассчитанные относительные амплитуда и фаза прошедшего сигнала для тех же  $\Omega_{31}$ , что представлены на рис. 3.20(a). (b) Рассчитанные амплитуда и фаза в зависимости от накачки для условий рис. 3.20(b).

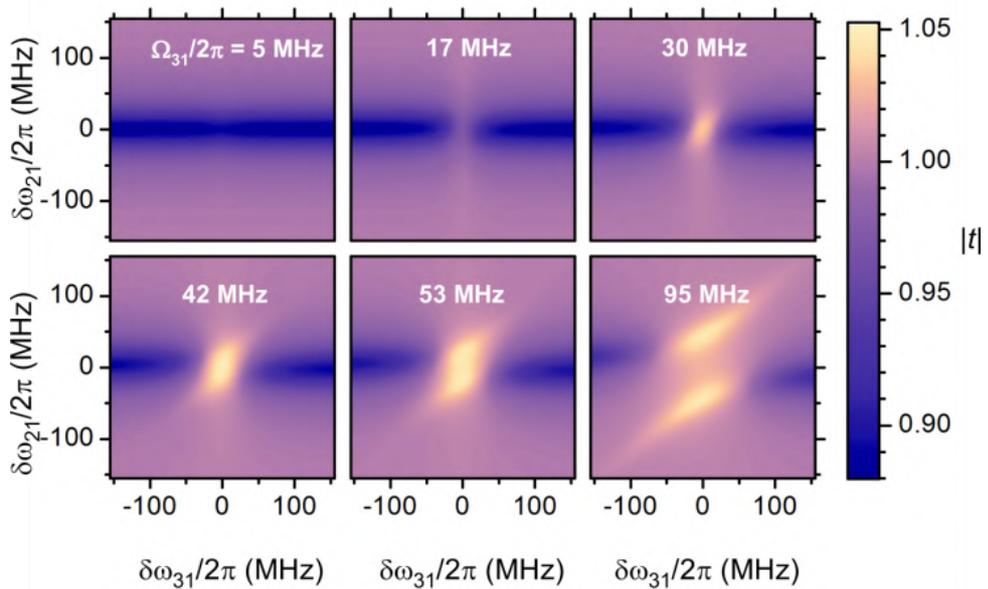


Рисунок 3.25 – Коэффициент усиления при отстройке частот сигналов накачки и пробного. Рассчитанная амплитуда пропускания  $|t|$  для различных амплитуд накачки  $\Omega_{31}$ .

### 3.5 Электромагнитно-индуцированная прозрачность на одиночном искусственном атоме

Другой интересный пример из фундаментальной квантовой оптики – электромагнитно индуцированная прозрачность (EIT – Electromagnetically Induced Transparency). Сверхпроводниковые квантовые системы позволяют реализовать этот эффект на одном макроскопическом искусственном “атоме”, соединенном с открытым одномерным пространством линии передачи. В трехуровневом атоме, управляемом двумя резонансными волнами (рисунок 3.26(a)), деструктивная интерференция между различными путями возбуждения обнуляет заселенность одного из атомных состояний, эффективно переводя атом в “темное состояние”. Это приводит к подавлению перехода из “темного состояния”, что проявляется в устранении поглощения света оптической средой, т.е. электромагнитно индуцированной прозрачности [207, 208, 181]. Явления, связанные с EIT в сверхпроводящих цепях, были теоретически исследованы в работе [209].

В нескольких недавних экспериментах многоуровневая структура сверхпроводящих квантовых схем была использована для демонстрации расщепления Аутлера-Таунса и когерентного захвата населенностей [194, 210, 211]. Баур и др. наблюдали расщепление Аутлера-Таунса в трехуровневой квантовой системе, соединенной с резонатором, используя дисперсионные измерения. В работах [210, 211] измерялась только заселенность уровней. Ни в одном из этих экспериментов пропускание пробного поля не измерялось напрямую.

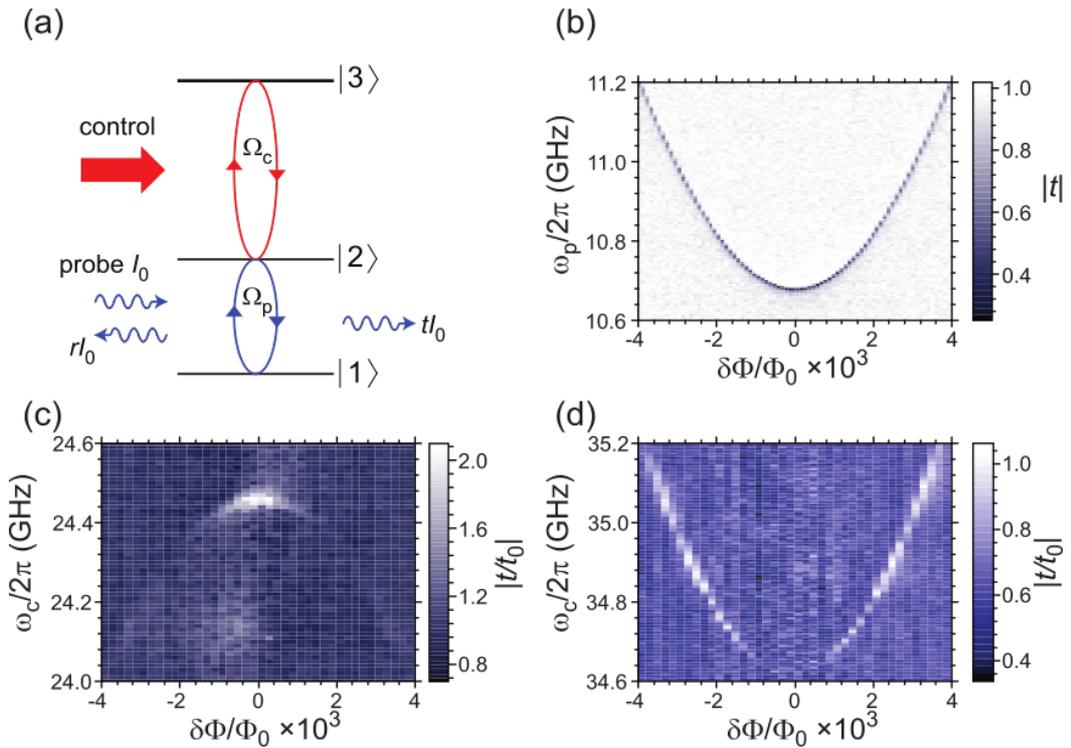


Рисунок 3.26 – Трехуровневая каскадная система. (а) Схематическое изображение трехуровневой системы и взаимодействие с излучением. Прохождение слабой волны на частоте  $\omega_p$ , близкой к частоте перехода  $\omega_{21}$ , управляется другим полем, связывающим состояния  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$ .

Соответствующие амплитуды Раби обозначаются  $\Omega_c$  и  $\Omega_p$  соответственно. (b) Спектр пропускания для перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ . (c) Спектр перехода  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ . Сигнал спектроскопии появляется только вокруг точки вырождения. Частота перехода между состояниями  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  в точке вырождения ( $\delta\Phi = 0$ ) составляет  $\omega_{32} = 24,465$  ГГц. (d) Спектр перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ . В точке вырождения  $\delta\Phi = 0$  переход запрещен, и сигнал спектроскопии исчезает, что указывает на реализацию каскадной системы.

Наш искусственный атом представляет собой сверхпроводящую потоковый кубит который использовался в других экспериментах [97, 63]. Мы используем три низших состояния  $|i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) с энергиями  $\hbar\omega_i$ , схематически представленные на рисунке 3.26(a). Параметры устройства подобраны таким образом, чтобы все соответствующие частоты переходов трехуровневой системы  $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$  ( $i > j$ ) попадали в полосу частот нашей экспериментальной установки, ограниченную 40 ГГц. Атомарные уровни контролируются внешним магнитным потоком через петлю  $\Phi = \Phi_0/2 + \delta\Phi$ , где  $\Phi_0$  – квант потока, а  $\delta\Phi$  – отклонение от  $\Phi_0/2$ . Петля

индуктивно связана с линией передачи (открытое одномерное пространство) через взаимную кинетическую индуктивность  $M$  [128]. В точке вырождения  $\delta\Phi = 0$  атом имеет структуру энергетических уровней каскадного типа. В силу симметрии волновых функций собственных состояний  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  и  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  переходы разрешены, а переход  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  запрещен. Копланарная линия с характеристическим сопротивлением  $Z \simeq 50 \text{ Ом}$  была изготовлена путем нанесения рисунка на золотую пленку на кремниевой подложке. В середине чипа центральный проводник волновода сужается и переходит в алюминиевую полосу на чипе. Наш эксперимент проводится в рефрижераторе растворения при температуре 40 мК.

В приближении вращающейся волны трехуровневая система под действием двух полей с частотами  $\omega_p = \omega_{21} + \delta\omega_p$  и  $\omega_c = \omega_{32} + \delta\omega_c$ , где  $\delta\omega_p$  и  $\delta\omega_c$  представляют малые отстройки от соответствующих резонансов  $\omega_{21}$  и  $\omega_{32}$ , описывается гамильтонианом

$$H_a = -\hbar(\delta\omega_p\sigma_{22} + (\delta\omega_p + \delta\omega_c)\sigma_{33}) - \hbar\left[\frac{\Omega_p}{2}(\sigma_{21} + \sigma_{12}) + \frac{\Omega_c}{2}(\sigma_{32} + \sigma_{23})\right]. \quad (3.154)$$

Здесь  $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$  – оператор проекции/перехода в атоме, а  $\hbar\Omega_p = \phi_{21}I_p$  и  $\hbar\Omega_c = \phi_{32}I_c$  – энергии дипольного взаимодействия атома с управляющим полем для переходов  $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  и  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ , соответственно. Под воздействием двух полей в линии передачи протекают токи с действительной частью  $\text{Re}[I_p(0, t)] = I_p \cos \omega_p t$ ,  $\text{Re}[I_c(0, t)] = I_c \cos \omega_c t$ . Здесь мы предполагаем, что наш точечный атом расположен в точке  $x = 0$  и волны от микроволновых источников  $I_p(x, t) = I_p \exp(ik_p x - i\omega_p t)$  и  $I_c(x, t) = I_c \exp(ik_c x - i\omega_c t)$  распространяются в линии передачи. Матричный элемент диполя может быть представлен в виде  $\phi_{ij} = \zeta_{ij}Mi_{\text{PC}}$  с размерностью магнитного потока, где  $\zeta_{ij}$  – безразмерный матричный элемент ( $0 \leq \zeta_{ij} \leq 1$ ),  $M$  – взаимная индуктивность линии и атомов, а  $i_{\text{PC}}$  – амплитуда постоянного тока в контуре.

Атомная динамика описывается марковским главным уравнением для матрицы плотности  $\rho = \rho_{ij}|i\rangle\langle j|$ ,

$$\dot{\rho} = -(i/\hbar)[H, \rho] + L[\rho] \quad (3.155)$$

с членом Линдблада

$$L[\rho] = \Gamma_{32}\rho_{33}(-\sigma_{33} + \sigma_{22}) + \Gamma_{21}\rho_{22}(-\sigma_{22} + \sigma_{11}) + \sum_{i \neq j} \gamma_{ij}\rho_{ij}\sigma_{ij}. \quad (3.156)$$

Здесь  $\gamma_{ij} = \gamma_{ji}$  – скорость затухания недиагональных членов (dephasing), а  $\Gamma_{ij}$  – скорость релаксации между уровнями  $|i\rangle$  и  $|j\rangle$  ( $i > j$ ). В трехуровневом атоме каскадного типа переход  $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$  опускается, так как  $\Gamma_{31} = 0$ . В нашем случае выполняется условие ( $\hbar\omega_{ij} \gg k_B T$ ) и гарантируется отсутствие тепловых возбуждений ( $\Gamma_{12} = 0$  и  $\Gamma_{23} = 0$ ).

Можно показать, что атом, взаимодействующий только с модами одномерного открытого пространства, генерирует рассеянную волну на частоте накачки [151]

$$I_{sc}(x, t) = i \frac{\hbar\Gamma_{21}}{\phi_{21}} \langle \sigma_{12} \rangle e^{ik|x| - i\omega_p t}, \quad (3.157)$$

где  $\langle \sigma_{ij} \rangle = \text{Tr}[\sigma_{ij}\rho] = \rho_{ji}$  может быть прямо найдено в стационарных условиях ( $\dot{\rho} = 0$ ), когда главное уравнение сводится к набору линейных уравнений. Коэффициент для слабого пробного сигнала  $\Omega_p \ll \gamma_{21}$ , имеет вид

$$t = 1 - \frac{\Gamma_{21}}{2(\gamma_{21} - i\delta\omega_p) + \frac{\Omega_c^2}{2(\gamma_{31} - i\delta\omega_p - i\delta\omega_c)}}. \quad (3.158)$$

Комплексный коэффициент прохождения  $t$  контролируется с помощью векторного анализатора сети в диапазоне частот от 5 ГГц до 13 ГГц. Темная линия на рисунке 3.26(b) с провалом в центре показывает результат измерения  $t$  в зависимости от пробной частоты  $\omega_p$  и магнитного потока  $\delta\Phi$ . Минимальная частота  $\omega_{21}/2\pi$  достигает 10,165 ГГц при  $\delta\Phi = 0$ , а постоянный ток в контуре составляет  $I_{PC} = 200$  нА. Далее, анализируя форму спектроскопической линии  $|t|$  при  $\delta\Phi = 0$ , было установлено, что скорости релаксации и дефазировки составляют  $\Gamma_{21} = 6,9 \times 10^7$  с<sup>-1</sup> ( $\Gamma_{21}/2\pi = 11$  МГц) и  $\gamma_{21} = 4,5 \times 10^7$  с<sup>-1</sup> ( $\gamma_{21}/2\pi = 7,2$  МГц) [151]. Ожидается, что нерadiационная эмиссия в таких системах будет пренебрежимо мала с соответствующей скоростью релаксации менее  $10^{-6}$  с<sup>-1</sup>, измеренной в более ранних экспериментах [123]. Поэтому мы заключаем, что релаксация вызвана исключительно квантовым шумом открытого одномерного пространства, определяемым скоростью  $\Gamma_{21} = \hbar\omega_{21}(Mi_{PC})^2/(\hbar^2 Z)$  и выводим взаимную индуктивность между петлей и линией передачи равной  $M \approx 12$  пГн.

Частоты перехода  $\omega_{31}$  и  $\omega_{32}$  не могут быть исследованы в прямом измерении прохождения, так как они превышают высокочастотную границу полосы криогенного усилителя (13 ГГц). Для их поиска мы используем двухтоновую спектроскопию: Пробный тон,  $\omega_p$  выставляется на частоты  $\omega_{21}$  и контролируется пропускание, в то время как частота второго (контрольного) тона  $\omega_c$  сканируется. Когда  $\omega_c$  попадает в резонанс населенность нижних уровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  уменьшается и, следовательно, пропускание  $|t|$  увеличивается, выявляя спектральные линии на графике  $|t/t_0|$ . Эффективность такого метода измерения наглядно продемонстрирована на рисунках 3.26(c) и 3.26(d). Спектральные линии для  $\omega_{32}$  и  $\omega_{31}$  видны в виде светлых областей. В симметричной точке  $\delta\Phi = 0$  линия  $\omega_{31}$  пропадает, тогда как  $\omega_{32}$  наиболее яркая. Это говорит о том, что в этой точке запрещены переходы между состояниями  $|1\rangle$  и  $|3\rangle$  и формируется каскадная система [181]. Такой переход запрещен из-за симметрии волновых функций собственных состояний. Это определяет правило отбора в нашей системе. В то же время матричные элементы для переходов  $|1\rangle - |2\rangle$  и  $|2\rangle - |3\rangle$  достигают

максимума. Усиление пропускания (подавление отражения) на рисунке 3.26(с) уже является признаком одноатомной ЕИТ, которую мы подробно исследуем при  $\delta\Phi = 0$ .

Электромагнитный отклик одиночного атома естественным образом характеризуется поляризуемостью  $\alpha$  (а не восприимчивостью, используемой для характеристики оптического отклика макроскопических сред). Поляризуемость – это отношение атомного дипольного момента к возбуждающему полю. Поляризуемость может быть определена из отражения-поглощения [90] согласно  $\alpha \propto ir = i(1 - t)$ . Поляризуемость может быть представлена как  $\alpha = \alpha' + i\alpha''$  с действительной и мнимой частями  $\alpha'$  и  $\alpha''$ , связанными с дисперсией и отражением, соответственно. На рисунке 3.27(а) показано пропускание  $\text{Re}(t) \propto 1 - \alpha''$  для различных амплитуд  $\Omega_c$  (связанных с поглощением в ЕИТ для сред), а на рисунке 3.27(б) показаны кривые дисперсии  $\text{Im}(t) \propto \alpha''$ . Амплитуда пробного сигнала в измерениях фиксирована на уровне  $\Omega_p/2\pi \simeq 2$  МГц. В отсутствие управляющего поля (черные кривые на рисунке 3.27) волна сильно отражается, демонстрируя лоренцевский провал в  $\text{Re}(t)$ , в то время как  $\text{Im}(t)$  следует типичной аномальной кривой дисперсии вблизи резонансного перехода. С увеличением амплитуды управляющего поля  $\Omega_c$ , провал расщепляется, и при самой сильной амплитуде поля ( $\Omega_c/2\pi = 44$  МГц) провал полностью подавляется, демонстрируя полную прозрачность в точном резонансе ( $\delta\omega_p = 0$ ) и кривую дисперсии, типичную для ЕИТ на рисунке 3.27(б). На рисунках 3.27(с) и 3.27(д) показаны наши расчеты  $\text{Re}(t)$  и  $\text{Im}(t)$  соответственно с  $\gamma_{31} = 4,3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$  ( $\gamma_{31}/2\pi = 6,9$  МГц), что сравнимо с  $\gamma_{21}$ . В атомной физике окно пропускания, гораздо более узкое, чем провал поглощения, возникает уже для слабой амплитуды поля ( $\Omega_c \ll \gamma_{21}$ ) из-за небольшой декогеренции между уровнями  $|1\rangle$  и  $|3\rangle$  ( $\gamma_{31} \ll \gamma_{21}$ ) [208].

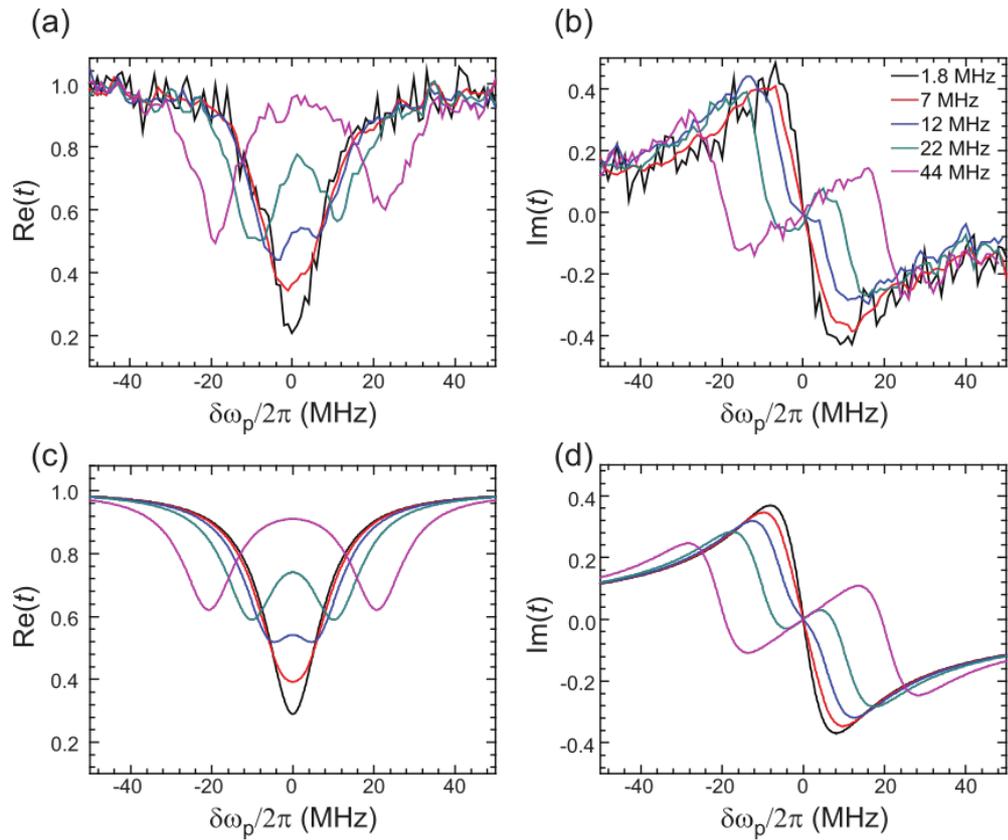


Рисунок 3.27 – Коэффициент прохождения вблизи резонанса пробной волны. (а) - действительная и (b) – мнимая части коэффициента прохождения при различных амплитудах управляющего поля  $\Omega_c$ , указанных в (b). (c) и (d) представляют расчеты действительной и мнимой частей коэффициента прохождения пробного сигнала для того же набора  $\Omega_c$ , что и в (a) и (b).

Рисунок 3.28(a) обобщает данные рисунка 3.27 (a-b), показывая коэффициент пропускания мощности  $T = |t|^2$  как функцию амплитуды управляющего поля  $\Omega_c$ . Расщепление при сильном драйве известно, как расщепление Аутлера-Таунса [212]. Оно возникает из-за расщепления Раби уровней  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$ . В настоящих экспериментах мы смогли получить расщепление больше 100 МГц. Рисунки 3.27 и 3.28(a) показывают, что пропускание сильно зависит от управляющего поля  $\Omega_c$ , и, следовательно, последнее может быть использовано для контроля пропускания и отражения пробной волны. Однако, вся мощность может быть отражена или передана только в предельных случаях  $\Omega_c = 0$  или  $\Omega_c \gg \gamma_{31}$  соответственно. Пропускание мощности  $T$  в точном резонансе

пробной волны ( $\delta\omega_p = 0$ ) представлено на рисунке 3.28(b). Подавление волны демонстрирует контраст 96%, что показывает, что искусственный атом может быть использован в качестве высокоэффективного направленного переключателя (или зеркала) для распространяющихся волн. Гашение мощности близко к идеальному случаю 100%, что возможно при отсутствии чистой дефазировки для пробного перехода ( $\gamma_{21} = \Gamma_{21}/2$ ), и если вся падающая мощность взаимодействует с атомом. В этом случае пропускание энергии представляется простой формулой

$$T = \left( \frac{\Omega_c^2}{2\Gamma_{21}\gamma_{31} + \Omega_c^2} \right)^2. \quad (3.159)$$

Черная кривая на рисунке 3.28(b) показывает расчетный  $T$  из уравнения (3.158) как  $|t|^2$  для нашего случая слабой чистой дефазировки, которая немного отклоняется от уравнения (3.158).

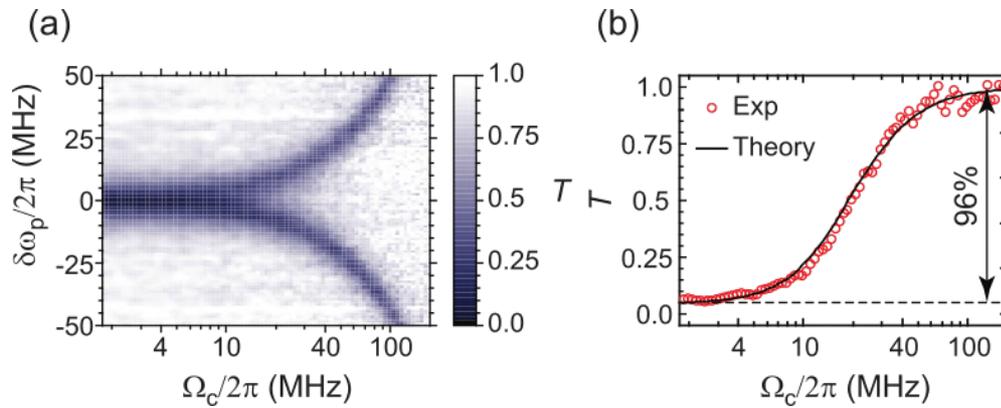


Рисунок 3.28 – Работа квантового переключателя. (a) Коэффициент передачи мощности  $T$  в зависимости от амплитуды управляющего поля  $\Omega_c$  и частоты пробного сигнала. Одиночный резонансный провал в передаче расщепляется на два при больших амплитудах управляющего поля. (b),  $T$  для резонансного пробного сигнала в зависимости от амплитуды управляющего поля. Экспериментально измеренное значение  $T$  представлено красными кружками, а черная линия – расчетное значение  $|t|^2$  из уравнения (3.158). Достигнутый контраст в передаваемой мощности составляет 96%.

Итак, мы продемонстрировали работу квантового переключателя для распространяющихся волн, который позволяет полностью передавать или рассеивать в обратную сторону распространяющиеся волны. Эксперимент открывает возможности в СВЧ фотонике и оптических квантовых вычислениях. Он также демонстрирует возможность управления отдельными атомами, соединенными с одномерной линией передачи, что может быть использовано, например, для фотонной квантовой обработки информации [213].

### **3.6 Когерентная и некогерентная динамика атома в открытом пространстве**

Далее мы покажем возможность прямого наблюдения эволюции открытой квантовой системы. Изучена динамика двухуровневой сверхпроводниковой квантовой системы, аналогичной естественному атому в открытом пространстве, посредством измерения эволюции его когерентного и некогерентного излучений. Излучаемые волны, содержащие полную информацию о состояниях искусственного атома, можно эффективно детектировать за счет сильной связи между атомом и линией передачи. Это позволяет одновременно измерять все проекции квантовых состояний и полностью охарактеризовать систему. Мы определяем время когерентности и извлекаем двухвременную корреляционную функцию из динамики когерентного излучения.

Ранее мы уже делали обзор экспериментов квантовой на искусственных системах (см. например, [149, 193, 151, 90, 214, 91]). В этой секции мы изучаем динамику атома, измеряя его когерентное и некогерентное излучение. Слабое излучение от периодически возбуждаемого атома с менее чем одним фотоном за цикл эффективно собирается и детектируется благодаря сильной связи нашего атома с одномерной линией передачи. Важно отметить, что испускаемая атомом

волна содержит полную информацию о его состояниях. Когерентное излучение содержит информацию о суперпозиции состояний. Это физически похоже на спиновую прецессию, которая обычно измеряется на ансамбле спинов [215], в то время как измерение одного спина очень сложно [216]. Кроме того, общая излучаемая мощность пропорциональна заселенности атомов. Заметим, что во всех экспериментах атомная динамика изучается путем измерения части проекций квантового состояния. В сверхпроводниковых кубитах обычно считывается проекция на физический базис [17, 52, 50, 217]. Также в оптических экспериментах, например, с ионами в ловушках [218] и одиночными NV-центрами [219, 220], атомарную заселенность находят путем измерения флуоресценции на третий уровень.

Мы извлекаем все три проекции атомных состояний путем измерения динамики излучения непосредственно на частоте перехода, на которой возбужден атом. Используя этот инструмент, мы охарактеризовали наш атом и определили время когерентности и двухвременную корреляционную функцию флуктуаций из временных зависимостей когерентного излучения. Затем мы рассчитали некогерентный спектр резонансной флуоресценции, который хорошо согласуется с экспериментально измеренным.

В качестве искусственного атома мы используем сверхпроводниковый потоковый кубит [97, 63], индуктивно связанный с копланарной линией передачи [90]. Собственные состояния образуются суперпозицией циркулирующих токов в колечке с постоянным током  $I_p = 213$  нА. Мы выбираем рабочую точку при  $\omega_a/2\pi = 9,888$  ГГц, что соответствует минимальной частоте нашего кубита. Контур связан с линией индуктивным образом за счет общей части между кольцом и линией. Величина взаимной индуктивности  $M = 13,6$  пГн.

Мы рассматриваем двухуровневую систему, которую накачивает проходящая в линии волна  $I_0 \cos(\omega_a t - \varphi)$ . Соответствующий гамильтониан такой системы может быть представлено в приближении вращающейся волны в виде  $H = -\hbar\Omega(\sigma^+ e^{i\varphi} + \sigma^- e^{-i\varphi})/2$ . Здесь  $\phi_p = MI_p$  представляет матричный элемент

дипольного перехода, а  $\Omega = \phi_p I_0 / (2\hbar)$  – частота Раби. Такая система ведет себя также как спин  $1/2$  в магнитном поле [221] и описывается оптическими уравнениями Блоха

$$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \mathbf{B}\vec{\sigma} + \vec{b}, \quad (3.160)$$

где

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} -\Gamma_2 & 0 & -\Omega \sin\varphi \\ 0 & -\Gamma_2 & -\Omega \cos\varphi \\ \Omega \sin\varphi & \Omega \cos\varphi & -\Gamma_1 \end{pmatrix}, \quad (3.161)$$

$\vec{b} = \{0, 0, -\Gamma_1\}$ , и  $\vec{\sigma} = \{\langle\sigma_x\rangle, \langle\sigma_y\rangle, \langle\sigma_z\rangle\}$  — вектор средних значений матриц Паули. Этот вектор представляет собой состояние атома, учитывающее некогерентные процессы релаксации со скоростью  $\Gamma_1$  (распад z-компоненты) и дефазировки со скоростью  $\Gamma_2 = \gamma + \Gamma_1/2$  (распад в  $xu$ -плоскости), где  $\gamma$  – скорость чистой дефазировки. При вращении Раби фаза  $\varphi$  определяет ось вращения на сфере Блоха; например,  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi/2$  вызывают вращение спина вокруг  $x$  и  $y$  оси, соответственно. Комбинируя импульсы с различными  $\varphi$  можно контролировать вращение спина. Условие  $|\vec{\sigma}| < 1$  означает наличие некогерентных процессов.

Атом генерирует когерентные волны, распространяющиеся вперед и назад вместе с полем тока [90]

$$I^{\mp}(x, t) = \frac{\hbar\Gamma_1}{\phi_p} \langle i\sigma^{\pm} \rangle e^{ik|x| - i\omega t}, \quad (3.162)$$

найденным из математического ожидания оператора тока  $\hat{I}^{\mp} = (\hbar\Gamma_1/\phi_p)i\sigma^{\pm}$  для атома, расположенного в точке  $x = 0$ . Уравнение (3.162) представляет дипольное излучение, пропорциональное  $\langle\sigma^{\pm}\rangle$ , то есть проекции спина на плоскость  $xu$  и

действительная и мнимая части поля излученной волны дают  $\langle \sigma_y \rangle$  и  $\langle \sigma_x \rangle$  соответственно.

На рисунке 3.29(a) представлена схема установки. Мы подготавливаем атом и манипулируем им с помощью одного или двух микроволновых импульсов ( $P$  и  $M$ ) длиной  $\Delta t_P$  и  $\Delta t_M$ , приложенных в моменты времени  $t_P$  и  $t_M$  как на рисунке 3.29(b). Непрерывная микроволновая волна разделяется на два канала и модулируется независимо на прямоугольные импульсы  $P$  и  $M$  с помощью высокочастотных смесителей. Время нарастания/спада фронтов импульсов 0,8 нс ограничивает точность управления состоянием. Микроволны в  $P$  канале приобретают фазовый сдвиг  $\varphi$  (равен 0, если он не задан). Два канала объединяются в один, и сигнал подается на образец в рефрижераторе растворения ( $T \approx 50$  мК) через коаксиальный кабель.

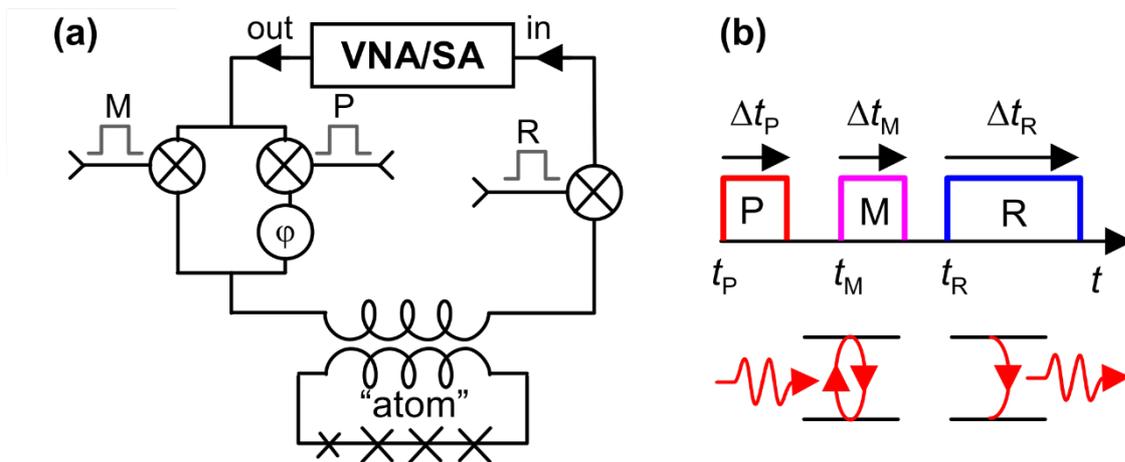


Рисунок 3.29 — (a) Схема измерительной цепи. (b) Общая последовательность импульсов (верхняя панель) со схемой динамики состояния атома (нижняя панель): Импульсы  $P$  и  $M$  используются для подготовки и манипуляции атомными состояниями, а излучение атома регистрируется во время считывающего импульса  $R$ .

Сигнал усиливается криогенным усилителем с шумовой температурой  $T_N \approx 15$  К и усилителем комнатной температуры, а затем из него вырезается считываемый прямоугольный импульс  $R$  длиной  $\Delta t_R = 50$  нс ( $\Delta t_R \gg \Gamma_1^{-1}$ ) в момент времени  $t_R$  после завершения манипуляции. Сигнал детектируется либо векторным анализатором цепей (VNA – Vector Network Analyser) при гомодинном измерении

когерентного излучения, либо скалярным анализатором спектра (SA) при измерении мощности. Как следует из уравнений (3.160) и (3.162), во время импульса считывания  $R$  амплитуда тока когерентного излучения имеет вид  $I^+(t) = (\hbar\Gamma_1/\phi_p)\langle\sigma^-(t_R)\rangle e^{-\Gamma_2(t-t_R)}$ , а мощность излучения вперёд (назад) описывается как  $P(t) = (\hbar\omega_a\Gamma_1/4)(1 + \langle\sigma_z(t_R)\rangle)e^{-\Gamma_1(t-t_R)}$ . Сигнал интегрируется по  $\Delta t_R$  и последовательность импульсов повторяется с периодом  $T_r = 250$  нс, в результате чего усредненные детектированные сигналы на векторном анализаторе (VNA – Vector Network analyser) и спектральном анализаторе (SA – Spectral Analyser) соответствуют величинам  $I^+ = \hbar\Gamma_1/(\phi_p\Gamma_2T_r)\langle\sigma^-(t_R)\rangle$  и  $P = \hbar\omega_a/(4T_r)(1 + \langle\sigma_z(t_R)\rangle)$ . Мы будем опускать  $t_R$  в дальнейших обозначениях.

Спектральная плотность мощности излучения  $S(f) \leq 2\hbar\omega_a p$  ( $p = (T_r\Gamma_2)^{-1}$ ) мала по сравнению с шумом усилителя  $k_B T_N$ , что требует длительного времени измерения  $\tau$ . Эффективная полоса пропускания  $\Delta f_m = (2\pi\tau)^{-1}$  может быть оценена как  $\Delta f_m \ll \hbar\omega_a\Gamma_1 p^n / (k_B T_N)$ , где  $n = 1$  для мощности и  $n = 2$  для амплитуды. Мы устраняем высокий фон шума усилителя вычисляя разницу измерений спектра для включенного и выключенного SA. Однако, фактически требуется даже большие  $\tau$  из-за дополнительного низкочастотного шума SA. С другой стороны, гомодинные измерения происходят намного быстрее при увеличении полосы пропускания  $\Delta f_m$  на VNA, что согласуется с приведенными выше оценками.

Когерентная и некогерентная динамика системы изучается путем измерения излучения от атома. Одиночный микроволновый импульс  $P$  переменной длительности  $\Delta t_p$  подается вместе со считывающим импульсом  $R$ , следующим сразу после  $P$ , как показано на рисунке 3.30(a). SA-спектр некогерентного излучения атома, возбужденного длинным импульсом с длительностью  $\Delta t_p = 100$  нс (для насыщения его населенности до 50%) показан на рисунке 3.30(b) красными точками. Аппроксимируя его лоренцианом (черная кривая), мы получаем скорость дефазировки  $\Gamma_2/2\pi = 9,4$  МГц. Пиковая мощность содержит информацию о заселенности атома. На рисунке 3.30(c) показаны измерения всех трех компонент

состояний атома. На верхней панели на рисунке 3.30(c) показан  $\langle \sigma_z \rangle$ , измеренный по излучаемой мощности в полосе 5 МГц на частоте  $\omega_a$ . На нижней панели показана динамика  $\langle \sigma^- \rangle$ , полученная из когерентного дипольного излучения, измеренного с помощью VNA. Поведение согласуется с вращением спина в  $yz$ -плоскости:  $\text{Re}(\langle i\sigma^- \rangle) = \langle \sigma_y \rangle / 2$  (синяя кривая) демонстрирует затухающие осцилляции, в то время как мнимая часть  $\text{Im}(\langle i\sigma^- \rangle) = \langle \sigma_x \rangle / 2$  (черная кривая) остается нулевой. В точке экстремума, отмеченной пунктирными линиями, полное излучение становится полностью некогерентным, соответственно в этих точках  $\langle \sigma^- \rangle = 0$ . Кривые на рисунке 3.30(c) также были использованы для калибровки.

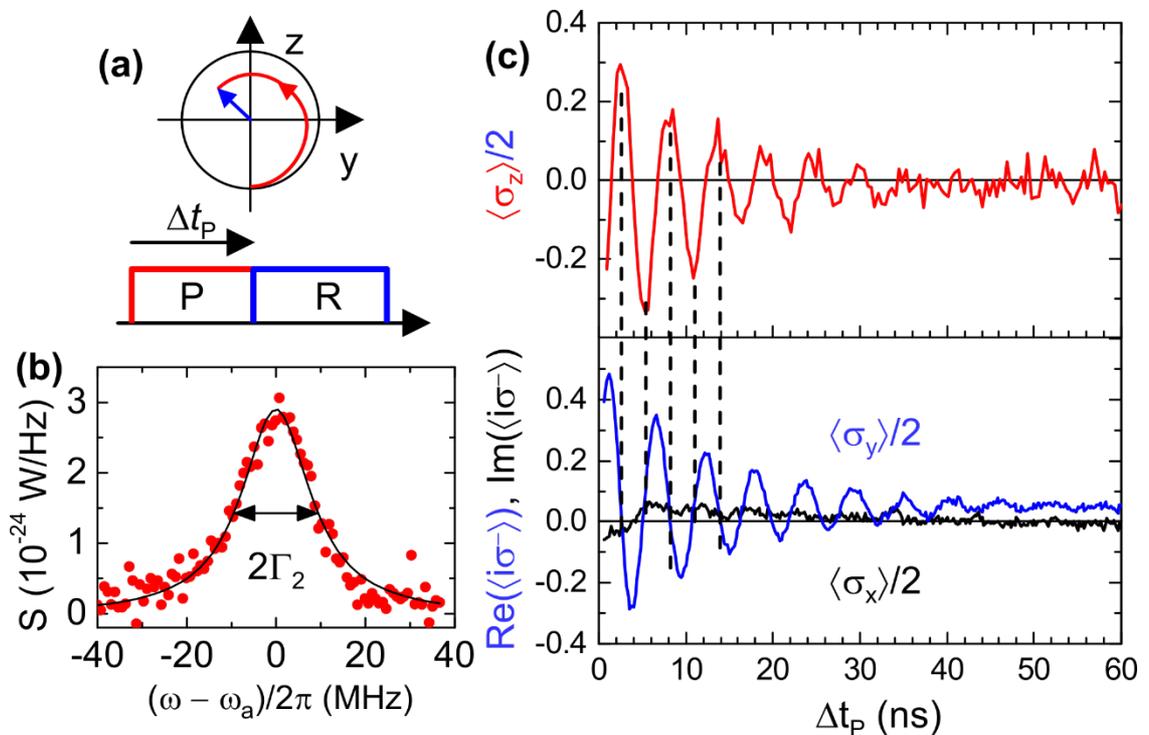


Рисунок 3.30 — (a) Последовательность импульсов для подготовки и считывания псевдоспина и соответствующего вращения в  $yz$ -плоскости сферы Блоха. (b) Спектр мощности пика свободно-индуцированного распада при длинном импульсе возбуждения  $\Delta t_p = 100$  нс. (c) Временная зависимость всех проекций квантового состояния  $\langle \sigma_{x,y,z} \rangle$ . Верхняя панель: заселенность, измеренная из излучаемой мощности. Нижняя панель: нормированный дипольный момент  $\langle \sigma^- \rangle$  полученный из когерентного дипольного излучения. Пунктирными линиями отмечены точки, где излучение полностью некогерентно ( $\langle \sigma^- \rangle = 0$ ), это соответствует экстремумам излучаемой мощности ( $\propto 1 + \langle \sigma_z \rangle$ ).

Колебания затухают, а излучение насыщается до конечного стационарного уровня, определяемого как  $\langle i\sigma^- \rangle = (\Gamma_1\Omega/2)/(\Gamma_1\Gamma_2 + \Omega^2) (\equiv \langle \sigma_y \rangle/2)$ . Стационарное излучение при различных амплитудах возбуждения показано на рисунке 3.31(a), где эволюция  $\langle \sigma_y \rangle/2$  показана для  $\Omega/2\pi = 140$  МГц (красная кривая), 44 МГц (синяя) и 14 МГц (черная). Здесь уровень насыщения (стационарный уровень) увеличивается с уменьшением  $\Omega$ . Как следует из уравнения (3.160), колебания затухают со скоростью  $\Gamma_1/2 + \Gamma_2/2$ , поскольку вращающийся псевдоспин подвергается релаксации как по  $z$ -оси, так и дефазировке по  $y$ -оси. Пунктирная черная кривая, прослеживающая максимумы осцилляций, представляет собой экспоненциальный спад со скоростью  $(\frac{\Gamma_1}{2} + \frac{\Gamma_2}{2})/2\pi \approx 13,5$  МГц.

Имея полный контроль над нашей системой,  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  могут быть измерены отдельно. На рисунках 3.31(b) и 3.31(c) представлены диссипативные процессы со скоростями распада  $\Gamma_2$  и  $\Gamma_1$ . Чтобы определить  $\Gamma_2$ , мы применяем  $\pi/2$ - $P$ -импульс (длины  $\pi/2$ - и  $\pi$ -импульса определяются от первого максимума и первого нуля на синей кривой на рисунке 3.30(c)), который приводит псевдоспин к  $y$ -оси, а затем измеряем эмиссию после задержки  $\Delta t_{PR}$ . Затухание  $\langle \sigma_y \rangle$  как функция от  $\Delta t_{PR}$  показано на рисунке 3.31(b). Чтобы измерить энергетическую релаксацию, мы прикладываем  $\pi$ - $P$ -импульс для подготовки псевдоспина вверх (вдоль  $z$ -оси), и после задержки  $\Delta t_{PM}$ , в течение которой заселенность  $(1 + \langle \sigma_z \rangle)/2$  распадается, мы применяем  $\pi/2$ - $M$ -импульс, поворачивающий спин от  $z$ - в  $y$ -направлении, как показано на рисунке 3.31(c). Аппроксимируя экспериментально измеренные формы излучения экспонентами, мы получаем  $\Gamma_1/2\pi = 18,3$  МГц и  $\Gamma_2/2\pi = 9,1$  МГц ( $\Gamma_2 \approx \Gamma_1/2$ ), что указывает на то, что  $\gamma \approx 0$ . Полученные значения согласуются с найденными выше.

Эти измерения, являющиеся частью квантовой томографии состояний и процессов, могут быть расширены для получения полной информации об атомарной динамике. Здесь, вместо этого, используя описанную технику, мы демонстрируем получение некогерентных свойств нашей системы, измеряя только когерентное излучение. Для получения корреляционной функции не требуется

полный набор томографических измерений. Мы восстанавливаем двухвременную корреляционную функцию флуктуаций, получаем некогерентный спектр и сравниваем его с непосредственно измеренным спектром на спектральном анализаторе. Измерение когерентного спектра удобно, поскольку в СВЧ диапазоне измерение когерентного излучения на анализаторе цепей намного проще, чем некогерентного, благодаря стабильности источников и детекторов. Мы предлагаем удобную процедуру восстановления двухвременной корреляционной функции из экспериментальных кривых когерентного дипольного излучения.

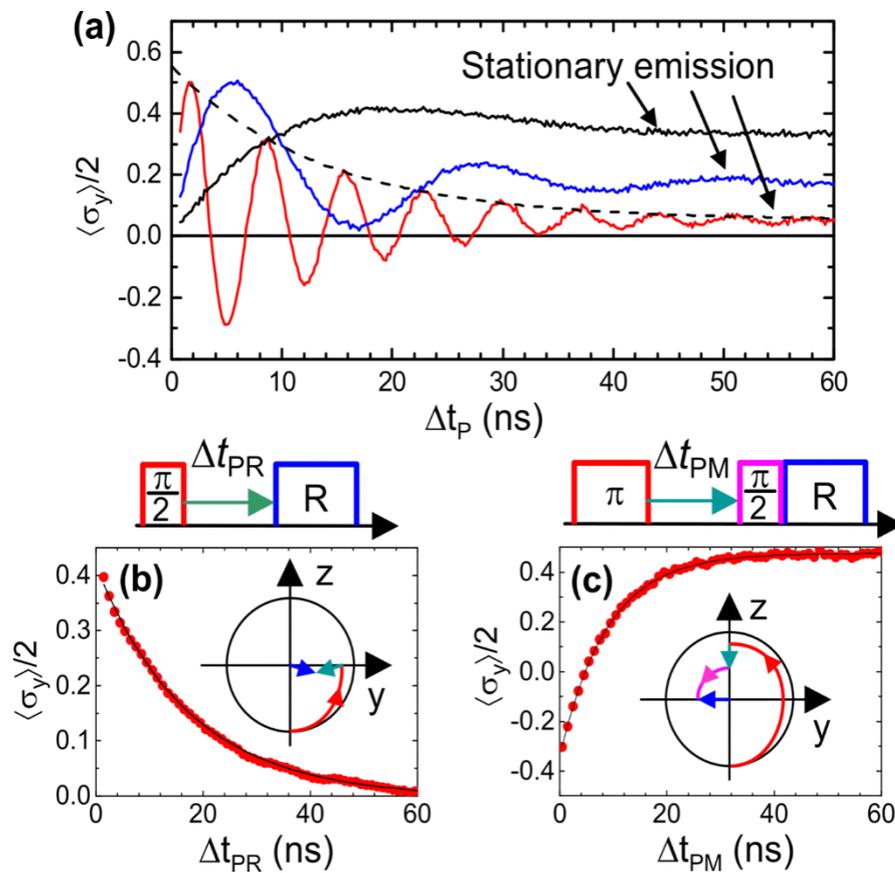


Рисунок 3.31 — (а) Эволюция  $\langle \sigma_y \rangle / 2$  при различных амплитудах возбуждения  $\Omega/2\pi$ : 140 МГц, 44 МГц и 14 МГц – красная, синяя и черная кривые. Пунктирная черная кривая – экспоненциальное затухание быстрых колебаний с частотой  $(\Gamma_1/2 + \Gamma_2/2)/2\pi = 13,5$  МГц. (б) Прямые измерения дефазировки. Красные точки  $\langle \sigma_y \rangle$  от задержки  $\Delta t_{PR}$  между управляющим  $\pi/2$  и считывающим импульсами. Черная кривая – экспоненциальное затухание с  $\Gamma_2/2\pi = 9,1$  МГц (с) Измерения релаксации. Измеренное затухание  $\langle \sigma_y \rangle$  (спроецированный  $\langle \sigma_z \rangle$ ) представлено красными точками. Оно меняет знак, когда  $\langle \sigma_z \rangle$  становится отрицательным. Черная кривая представляет собой экспоненциальную зависимость с  $\Gamma_1/2\pi = 18,3$  МГц.

Спектральная плотность мощности от двухуровневой системы задается как  $S(\omega) = (1/2\pi)Z \int_{-\infty}^{\infty} \langle \Delta \hat{I}^-(0) \Delta \hat{I}^+(t) \rangle_{ss} e^{i\omega t} dt$ , где  $\Delta \hat{o} = \hat{o} - \langle \hat{o} \rangle_{ss}$  обозначает отклонение (флуктуацию) оператора  $\hat{o}$  от его устойчивого состояния  $\langle \hat{o} \rangle_{ss} = \lim_{t \rightarrow \infty} \langle \hat{o}(t) \rangle$  [221], а  $Z (= 50 \text{ Ом})$  — характеристический импеданс линии передачи. Подставляя  $\hat{I}^{\mp}$  из уравнения (3.162) и используя скорость атомной релаксации  $\Gamma_1 = \hbar\omega_a \phi_p^2 / (\hbar^2 Z)$  [90] в двух направлениях вдоль линии, получаем

$$S(\omega) = \frac{\hbar\omega_a \Gamma_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \Delta \sigma^+(0) \Delta \sigma^-(t) \rangle_{ss} e^{i\omega t} dt. \quad (3.163)$$

Согласно квантовой регрессионной теореме [221] устойчивое состояние двухвременной корреляционной функции  $\langle \Delta \sigma^+(0) \Delta \sigma^-(t) \rangle_{ss}$  может быть найдено путем решения уравнения

$$\frac{d\vec{s}(t)}{dt} = \mathbf{B}\vec{s}(t) \quad (3.164)$$

для  $\vec{s}(t) = \langle \Delta \sigma^+(0) \Delta \vec{\sigma}(t) \rangle_{ss}$  (где  $\vec{s} = \{s_x, s_y, s_z\}$ ) с начальными условиями  $\vec{s}(0)$ , полученными из установившегося состояния  $\vec{\sigma}_{ss}$ , и затем путем вычисления  $\langle \Delta \sigma^+(0) \Delta \sigma^-(t) \rangle_{ss} = [s_x(t) - i s_y(t)]/2$ . Для сильной накачки ( $\Omega \gg \Gamma_2$ ), когда  $\langle \sigma_{x,y,z} \rangle_{ss} \rightarrow 0$ , начальные условия упрощаются до

$$\vec{s}(0) \approx \frac{1}{2} \{1, i, 0\}. \quad (3.165)$$

Решение для  $\vec{s}(t)$  может быть найдено из  $\Delta \vec{\sigma}(t) = \vec{\sigma}(t) - \vec{\sigma}_{ss}$  путем измерения когерентной динамики  $\vec{\sigma}(t)$ , управляемой уравнением (3.160), для двух начальных условий  $\vec{\sigma}'(0) = \{1, 0, 0\}$  и  $\vec{\sigma}''(0) = \{0, 1, 0\}$  и вычитания  $\vec{\sigma}_{ss} \approx \vec{\sigma}(t)$ , где  $t \gg \Gamma_2$ .

Однако здесь мы демонстрируем эквивалентный, но несколько иной подход, который является более практичным с экспериментальной точки зрения.

Мы измеряем эволюцию  $\vec{\sigma}(t)$  с двумя парами противоположных начальных условий:  $\vec{\sigma}'_{(\pm)}(0) = \{\pm 1, 0, 0\}$  и  $\vec{\sigma}''_{(\pm)}(0) = \{0, \pm 1, 0\}$  приготовленных  $\pi/2$ - $P$ -импульсами с  $\varphi = \pi \mp \pi/2$  и  $\varphi = \pi/2 \mp \pi/2$  соответственно. Разности пар дают решения уравнения  $\vec{s}'(t) = [\vec{\sigma}'_{(+)}(t) - \vec{\sigma}'_{(-)}(t)]/2$  для  $\vec{s}'(0) = \{1, 0, 0\}$  и  $\vec{s}''(t) = [\vec{\sigma}''_{(+)}(t) - \vec{\sigma}''_{(-)}(t)]/2$  для  $\vec{s}''(0) = \{0, 1, 0\}$ . Начальные условия уравнения могут быть переписаны как  $\vec{s}(0) = [\vec{s}'(0) + i\vec{s}''(0)]/2$  и, следовательно, желаемая корреляционная функция имеет вид  $\langle \Delta\sigma^+(0)\Delta\sigma^-(t) \rangle_{ss} = \{[s'_x(t) - is'_y(t)] + i[s''_x(t) - is''_y(t)]\}/4$ . Такая процедура обеспечивает устойчивость к небольшим ошибкам в  $\varphi$  и не требует отдельных измерений  $\vec{\sigma}_{ss}$ .

Эволюция  $x, y$ -компонент для  $\Delta\vec{\sigma}'$  и  $\Delta\vec{\sigma}''$  в случаях  $\vec{\sigma}(0) = \{1, 0, 0\}$  и  $\{0, 1, 0\}$  показаны на рисунках 3.32(a) и 3.32(b). Действительная и мнимая части корреляционной функции  $\langle \Delta\sigma^+(0)\Delta\sigma^-(t) \rangle_{ss}$ , полученные из этих графиков, показаны на рисунке 3.32(c) красной и синей кривыми. Пунктирная черная кривая показывает альтернативно рассчитанную функцию из уравнения (3.164), используя  $\mathbf{B}$  с  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . Корреляционная функция сверхпроводящей квантовой цепи также была измерена в работе [222]. Используя преобразование Фурье корреляционной функции (см. уравнение (3.165)), мы получаем спектр резонансной флуоресценции, который хорошо совпадает с экспериментально измеренным, как показано на вставке рисунка 3.32(c).

В заключение, мы изучили эволюцию во времени когерентного и некогерентного дипольного излучения от искусственного двухуровневого атома, сильно связанного с открытой одномерной линией передачи. Излучения содержит полную информацию о состояниях атома. Измеряя излучения, мы извлекаем свойства атома и демонстрируем вывод двухвременной корреляционной функции и реконструкцию спектра триплета резонансной флуоресценции (Моллоу) из временной зависимости когерентного излучения.

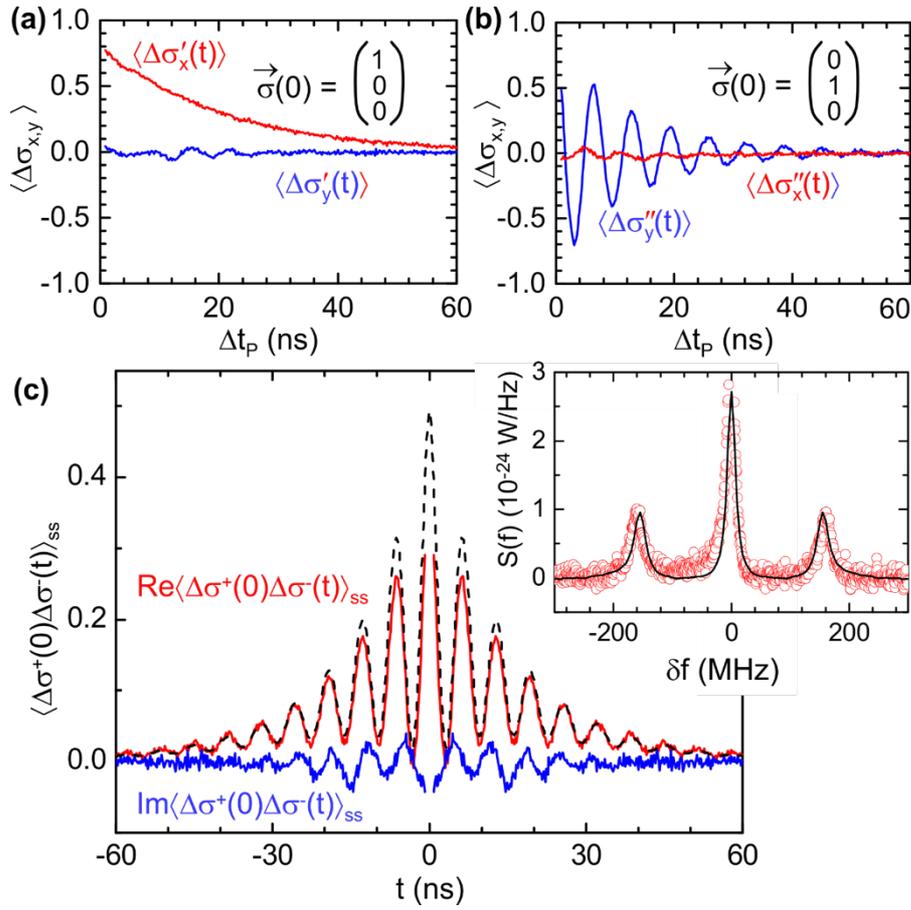


Рисунок 3.32 — (a) и (b) Эволюции  $\langle \Delta\sigma_{x,y}(t) \rangle$  с начальными условиями  $\vec{\sigma}(0) = \{1,0,0\}$  и  $\{0,1,0\}$  соответственно. (c) Двухвременная корреляционная функция флуктуаций  $\langle \Delta\sigma^+(0)\Delta\sigma^-(t) \rangle_{ss}$ , рассчитанная из (a) и (b). Красная и синяя кривые — действительная и мнимая части, а пунктирная черная кривая — действительная часть решения, полученного из уравнения (3.164), используя **B** с экспериментально полученными параметрами. На вставке спектр  $[S(f) = 2\pi S(\omega)]$  триплета резонансной флуоресценции в зависимости от отстройки  $\delta f = (\omega - \omega_a)/2\pi$ , полученный из двухвременной корреляционной функции в соответствии с уравнением (3.163) (черная кривая) и измеренный непосредственно на SA (красные не закрашенные кружки).

### 3.7 Перестраиваемый источник фотонов по требованию

В этом разделе мы демонстрируем возможность создания устройств, сложных в реализации на естественных атомах, а именно источник единичных фотонов по требованию. Однофотонный источник по требованию является

ключевым элементом в ряде перспективных квантовых технологий и приложений. Мы показываем работу перестраиваемого микроволнового источника фотонов по требованию, основанного на полностью управляемом сверхпроводящем искусственном атоме, сильно связанном с открытой линией передачи [102]. Атом излучает фотон при возбуждении коротким микроволновым  $\pi$ -импульсом, подаваемым через линию управления. Внутренняя эффективность устройства оценивается в диапазоне 65-80% в широком диапазоне частот от 7,75 до 10,5 ГГц, непрерывно перестраиваемых внешним магнитным полем. На фактическую эффективность также влияет подготовка возбужденного состояния, которая в наших экспериментах составляет около 90%. Однофотонная генерация из однофотонного источника дополнительно подтверждается антигруппировкой в корреляционной функции второго порядка. Источник может иметь важное применение в квантовой связи, квантовой обработке информации и зондировании.

Контроль и управление светом на однофотонном уровне [224, 225, 226, 227] интересны с фундаментальной и практической точек зрения. В частности, однофотонные источники по требованию представляют большой интерес из-за перспективы их применения в квантовой связи, квантовой информатике, зондировании и других областях. Несмотря на несколько реализаций в оптике [228, 229, 230, 231, 232], практическая реализация фотонных источников накладывает ряд требований, таких как высокая скорость генерации фотонов, направленность и частотная перестраиваемость. Сверхпроводниковые квантовые системы представляют собой иную платформу для реализации микроволновых (СВЧ) источников фотонов с фотонами, заключенными в резонаторные моды [150, 233, 223, 234, 235, 236], что существенно отличается от трехмерного (3D) случая оптических источников фотонов [237]. Все эти схемы состоят из двух элементов (резонатора и системы квантовых излучателей), из-за чего частота генерируемых фотонов привязана к частоте резонатора.

В данной работе мы предлагаем и реализуем другой подход: однофотонный источник на основе перестраиваемого искусственного атома, асимметрично соединенного с двумя открытыми линиями передачи (одномерными (1D))

полупространствами). Подобная схема была предложена Линдквистом и др. [238]. Атом возбуждается от слабо связанной линии управления и излучает фотон в сильно связанную линию излучения. Фотон свободно распространяется в излучательной линии и может быть далее обработан, например, с помощью нелинейных элементов схемы. Среди преимуществ нашей схемы — ее простота, так как она состоит из одного элемента.

### **Принципы работы и описание устройства**

Оптический аналог предлагаемого однофотонного источника состоит из двухуровневого атома, расположенного вблизи крошечного отверстия (намного меньше длины волны) в непрозрачном экране (рисунок 3.33(a)). Атом слегка смещен в правую сторону, что определяет асимметричную связь с двумя полупространствами. Когда прикладывается мощное излучение с левой стороны, атом может быть возбужден затухающими волнами, которые не могут распространяться в правостороннем пространстве. Возбужденный атом испускает фотоны в правое полупространство (рисунок 3.33(b)). На практике предлагаемую схему трудно повторить с использованием естественных атомов, и даже если это удастся, для эффективного управления ими необходимо решить еще одну проблему: отсутствие направленности излучаемых фотонов в трехмерном пространстве.

Этих проблем легко можно избежать на чипе в сверхпроводниковых квантовых цепях, соединенных с одномерными линиями передачи [90, 239, 240]. На рисунке 3.33(c) показана схема с искусственным атомом, асимметрично связанным с парой открытых копланарных линий передачи (1D-полупространства), имеющих импеданс  $Z = 50$  Ом. Емкости  $C_c$  и  $C_e$  связывают искусственный атом с линиями управления и излучения соответственно (показаны на эквивалентной схеме на рисунке 3.33(d)). Емкости можно считать точечными объектами, поскольку их размеры намного меньше длины волны излучения ( $\sim 1$  см). Отметим также, что импеданс линий передачи в центре нашего устройства

(около 80 мкм для каждой линии) немного отличается от 50 Ом из-за сдвинутой вниз заземленной части волновода, однако это можно проигнорировать, поскольку этот участок намного меньше длины волны.

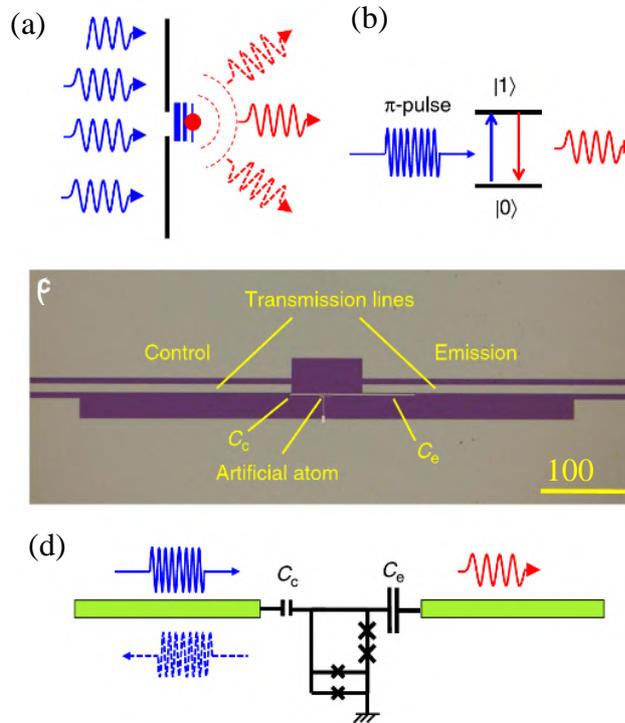


Рисунок 3.33 — Однофотонный источник. (а) Оптический аналог источника. Непрозрачный экран с отверстием, намного меньше длины волны, образует два полупространства. Двухуровневый атом располагается в правом полупространстве вблизи к отверстию. Падающий свет с левой стороны возбуждает атом через отверстие затухающими волнами. Возбужденный атом, в свою очередь, испускает излучение, в основном, в правое подпространство. (b) Механизм однофотонной генерации. Атом, возбуждаемый  $\pi$ -импульсом (синий), релаксирует с испусканием фотонов (обозначены красным цветом) в правое подпространство. (c) Оптическая микрофотография устройства. Искусственный атом находится в центре, а тонкий длинный металлический отрезок, отходящий от кольца искусственного атома, образует емкость между атомом и управляющей/излучательной линиями передачи. (d) Эквивалентная электрическая схема источника фотонов. Сверхпроводящее кольцо с двумя переходами и  $\alpha$ -кольцо в нижней части образуют перестраиваемую двухуровневую квантовую систему. Система соединена с управляющей и излучательной линиями через емкости  $C_c$  и  $C_e$  соответственно.

СВЧ импульс, подаваемый по линии управления, возбуждает атом, а затем атом испускает фотон, в основном, в линию излучения из-за асимметричной связи:

$\frac{C_e}{C_c} \approx 30$ . Устройство обладает следующими внутренними характеристиками: (i) две линии хорошо изолированы друг от друга, так что импульс возбуждения не проходит из управляющей линии в излучательную; (ii) благодаря сильной асимметрии, возбужденный атом испускает фотон с вероятностью до  $1 - (C_c/C_e)^2$  (iii) фотоны удерживаются в одномерной линии передачи, и могут быть легко доставлены к другим элементам схемы.

Искусственный атом, схематически показанный на рисунке 3.33(d), представляет собой управляемую двухуровневую систему с перестраиваемой потоком энергией [97, 54, 241, 242], соединенную с двумя копланарными линиями, сделанными из ниобия. Атом изготовлен методом теневого напыления гетероструктуры Al/AlO<sub>x</sub>/Al. Он представляет собой кольцо из двух идентичных последовательно соединенных переходов и СКВИДа (называемого также  $\alpha$ -кольцом). Это кольцо показано в нижней части устройства на рис. 3.33(d) Здесь  $\alpha \approx 0,7$  задает номинальное соотношение между двумя критическими токами в СКВИДе и двух других джозефсоновских переходах в кольце. Магнитные потоки в кольце квантуются: целое число  $N$  квантов магнитного потока  $\Phi_0$  могут пронизывать кольцо. В магнитных полях, где индуцированный магнитный поток в петле равен  $\Phi = \Phi_0(N + 1/2)$ , два соседних состояния потока  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  с  $N$  и  $N + 1$  квантами потока, соответствующие противоположно циркулирующим постоянным токам, являются вырожденными. Вырождение снимается за счет наличия конечной энергии туннелирования потока  $\Delta_N$ , определяемой эффективной джозефсоновской энергией СКВИДа, и изменяется между различными точками вырождения (зависит от  $N$ ). Энергию перехода в атоме  $\hbar\omega_{10} = \sqrt{(2I_p\delta\Phi)^2 + \Delta_N^2}$  можно точно контролировать магнитным потоком  $\delta\Phi$  вблизи точек вырождения, где  $\delta\Phi = \Phi - (N + 1/2)\Phi_0$ , а  $I_p$  — постоянный ток в основном контуре. (Мы пренебрегаем слабой зависимостью  $\Delta_N$  от  $\delta\Phi$ .)

Емкости в схеме:  $C_c \approx 1$  фФ и  $C_e \approx 5$  фФ. Эффективный импеданс между двумя линиями из-за емкостной связи составляет  $Z_c = 1/i\omega(C_c + C_e)$ , что есть

около 3 кОм для частоты  $\omega/2\pi = 10$  ГГц, а передаваемая часть мощности очень мала (порядка  $|2Z/Z_C|^2 \approx 10^{-3}$ ). Это позволяет почти полностью развязать линии.

### Характеристика устройства

Эксперимент проводился в рефрижераторе растворения при температуре около 30 мК. Сначала мы охарактеризовали наше устройство, измерив коэффициент пропускания  $t_{ce}$  от управляющей линии к излучательной с помощью векторного анализатора цепей (VNA) и коэффициента отражения  $r_e$  от излучательной линии. На рисунке 3.34(a) показана двумерная развертка нормированной амплитуды пропускания  $|t_{ce}/t_0|$  в диапазоне частот 7,75 – 10,5 ГГц в зависимости от смещения магнитного потока  $\delta\Phi$  от -30 до 30 м $\Phi_0$  вокруг минимума энергии. Пропускание подавлено везде, кроме узкой линии, которая соответствует ожидаемому атомному резонансу при  $\omega_{10}$  и является результатом эмиссии фотонов непрерывно накачиваемым атомом. Спектроскопическая кривая слегка асимметрична относительно  $\delta\Phi = 0$  из-за слабой зависимости  $\Delta_N$  от  $\delta\Phi$ . Из спектра мы определяем параметры двухуровневой системы: энергию туннелирования  $\Delta = \min(\hbar\omega_{10}) = h \times 7,750$  ГГц при  $\delta\Phi = 0$  и циркулирующий ток (persistent current) в контуре  $I_p \approx 45$  нА.

Для того чтобы оценить связь нашего атома с излучательной линией, мы также измеряем отражение при  $\delta\Phi = 0$  при различных мощностях зондирования от -147 дБм до -121 дБм. Далее, на рисунке 3.34(b) показан коэффициент отражения  $r_e$ , нанесенный на диаграмму Смита, измеренный при возбуждении атома со стороны излучательной линии. Кривые меняют свою форму от круговой до овальной, что отражает переход от линейного режима слабого возбуждения к нелинейному режиму сильного возбуждения двухуровневой системы [90].

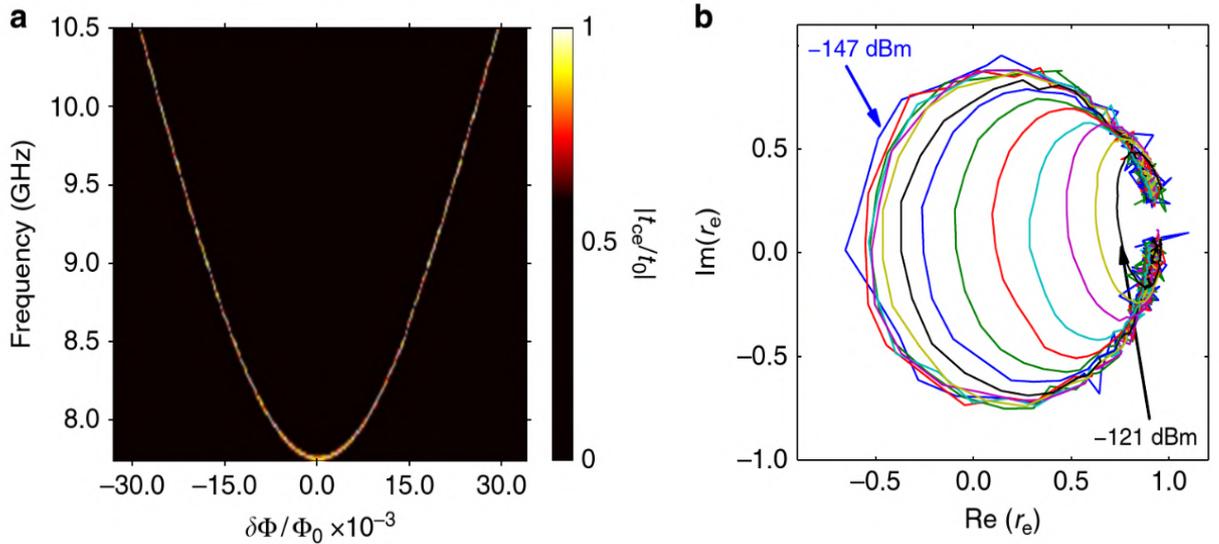


Рисунок 3.34 — Отклик системы на накачку непрерывной монохроматической СВЧ волной. (а) Спектр пропускания через искусственный атом. Нормированная амплитуда пропускания  $|t_{ce}/t_0|$  от контрольной линии к излучательной линии в зависимости от смещения потока  $\delta\Phi$ , от половины кванта потока  $\Phi_0/2$ , где энергия минимальна. Пропускание подавлено везде, кроме резонансных частот атома. На резонансной частоте атом, возбужденный со стороны управляющей линии, переизлучает в излучательную линию. (б) Коэффициент отражения  $r_e$  в излучательной линии вокруг  $\delta\Phi = 0$  на комплексной плоскости. Коэффициент отражения  $r_e$  построен в реальных и мнимых координатах для мощностей зондирования от  $-147$  до  $-121$  дБм с шагом 2 дБ.

Теперь мы выведем динамику точечного атома (размер петли  $\sim 10$  мкм, что намного меньше длины волны  $\lambda \sim 1$  см), расположенного в точке  $x = 0$  и связанного с одномерным открытым пространством как электрический диполь. Мы также принимаем во внимание, что  $\omega ZC_{c,e} \ll 1$ . Атом накачивается осциллирующим напряжением с частотой  $\omega$  от волны  $V_0(x, t) = V_0 e^{-i\omega t + ikx}$  в управляющей линии, при этом результирующая амплитуда колебаний  $2V_0 \cos\omega t = \text{Re}[V_0 e^{-i\omega t + ikx} + V_0 e^{-i\omega t - ikx}]|_{x=0}$  вследствие сложения падающей и отраженной волн. Гамильтониан атома в приближении вращающейся волны имеет вид  $H = -(\hbar\delta\omega\sigma_z + \hbar\Omega\sigma_x)/2$ , где  $\delta\omega = \omega - \omega_{10}$ ,  $\hbar\Omega = -2V_0 C_c v_a$  с электрическим дипольным моментом атома  $v_a$  (между  $C_c$  и  $C_e$ ). Оператор рождения/уничтожения для напряжения возле атома имеет вид  $\hat{v}^\pm = v_a \sigma^\pm$ , где  $\sigma^\pm = (\sigma_x \mp i\sigma_y)/2$ . Управляемый атом генерирует напряжение  $V_{c,e}(t)/2 = i\omega ZC_{c,e} v_a \langle \sigma^- \rangle e^{-i\omega t}$  в

управляющей ( $x < 0$ ) и излучательной ( $x > 0$ ) линиях. Подставляя скорости релаксации  $\Gamma_1^{c,e} = S_V(\omega)(C_{c,e}v_a)^2/\hbar^2$  из-за квантового шума напряжения ( $S_V(\omega) = 2\hbar\omega Z$ ) в линии с импедансом  $Z$ , мы получаем

$$x < 0: \quad V_c(x, t) = i \frac{\hbar\Gamma_1^c}{C_c v_a} \langle \sigma^- \rangle e^{-i\omega t - ikx}, \quad (3.166)$$

$$x > 0: \quad V_e(x, t) = i \frac{\hbar\Gamma_1^e}{C_e v_a} \langle \sigma^- \rangle e^{-i\omega t + ikx}. \quad (3.167)$$

В идеальном случае подавленной чистой дефазировки ( $\gamma = 0$ ) и при отсутствии нерадиационного распада  $\Gamma_1^{nr} = 0$  отношение мощности, генерируемой атомом между управляющей и излучательной линиями в резонансе, составляет  $|V_c(0, t)/V_e(0, t)|^2 = C_c^2/C_e^2 \approx 0,001$ , что означает, что до 99,9% мощности, генерируемой атомом, может быть испущено в излучательную линию. Это позволяет нам измерить спектроскопическую кривую, показанную на рисунке 3.34(a). Чтобы найти  $\langle \sigma^- \rangle$  при непрерывной накачке решим основное кинетическое уравнение, учитывая полную скорость релаксации  $\Gamma_1 = \Gamma_1^c + \Gamma_1^e + \Gamma_1^{nr}$ , где  $\Gamma_1^{nr}$  скорость нерадиационной релаксации (фотон поглощается средой). Здесь скорость дефазировки  $\Gamma_2 = \Gamma_1/2 + \gamma$ , где  $\gamma$  скорость чистой дефазировки. Решением будет

$$\langle \sigma^- \rangle = -i \frac{\Omega}{2\Gamma_2} \frac{1 + \frac{i\delta\omega}{\Gamma_2}}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\Gamma_2}\right)^2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma_1\Gamma_2}}.$$

Коэффициенты отражения в управляющей линии и коэффициенты передачи от управляющей линии к излучательной линии равны  $r_c = 1 + V_c(0, t)/V_0(0, t)$  и  $t_{ce} = V_e(0, t)/V_0(0, t)$ . В пределе слабой накачки ( $\Omega \ll (\Gamma_1, \Gamma_2)$ ),

$$r_c = 1 - 2 \frac{\Gamma_1^c}{2\Gamma_2} \frac{1}{1 - \frac{i\delta\omega}{\Gamma_2}}, \quad (3.168)$$

$$t_{ce} = -2 \frac{\Gamma_1^e}{2\Gamma_2} \frac{C_c}{C_e} \frac{1}{1 - \frac{i\delta\omega}{\Gamma_2}}. \quad (3.169)$$

— это круговые графики на диаграмме Смита. Аналогично уравнению (3.168) мы можем записать выражение для отражения в излучательной линии

$$r_e = 1 - 2 \frac{\Gamma_1^e}{2\Gamma_2} \frac{1}{1 - i\delta\omega/\Gamma_2}, \quad (3.170)$$

с заменой  $\Gamma_1^c$  на  $\Gamma_1^e$ . В дальнейшем мы будем использовать это выражение для характеристики силы связи и эффективности нашего устройства.

С другой стороны, возбужденный атом излучает мощность, пропорциональную атомной населенности  $P_1(t)$  [239], и она может быть прямо выражена как

$$W_{c,e}(t) = \hbar\omega\Gamma_1^{c,e}P_1(t), \quad (3.171)$$

где  $P_1 = (1 - \langle\sigma_z\rangle)/2$ . Если атом приготовлен в возбужденном состоянии  $|1\rangle$  в момент времени  $t = 0$ , то вероятность уменьшается в соответствии с  $P_1(t) = \exp(-\Gamma_1 t)$ . А эффективность излучения фотона в правую линию составляет  $\Gamma_1^e/\Gamma_1$ , что опять же в идеальном случае может достигать величины  $C_e^2/(C_e^2 + C_c^2) \approx 0,999$ . График на рисунке 3.34(b) дает нам меру силы связи атома с излучательной линией. Используя уравнение (3.170), мы оцениваем эффективность генерации фотонов, которая составляет  $\Gamma_1^e/\Gamma_1 \geq \Gamma_1^e/2\Gamma_2 = 0,79$ . Отметим, что в реальных экспериментах на нее дополнительно влияет эффективность управления возбужденным состоянием из-за конкуренции между процессами возбуждения и релаксации. Однако эффективность управления принципиально не ограничена и может быть

практически равна единице, если имеющееся оборудование позволяет делать длительности  $\pi$ -импульсов значительно короче  $\Gamma_1^{-1}$ .

### Работа устройства

Наш источник фотонов, основанный на преобразовании атомарного возбуждения в микроволновый фотон, требует эффективного управления квантовыми состояниями. На рисунке 3.35(a) показаны измеренные квантовые колебания. Мы с помощью VNA контролируем когерентное излучение атома в линию излучения, когда последовательность одинаковых возбуждающих СВЧ импульсов, каждый длиной  $\Delta t$  с периодом  $T = 80$  нс, подается через управляющую линию. Амплитуда излучения осциллирует в зависимости от  $\Delta t$ . Максимумы и минимумы осцилляций соответствуют  $|\langle \sigma^\pm \rangle| \approx \pm 1$ , когда атом находится в максимальной суперпозиции с заселенностью 50%.

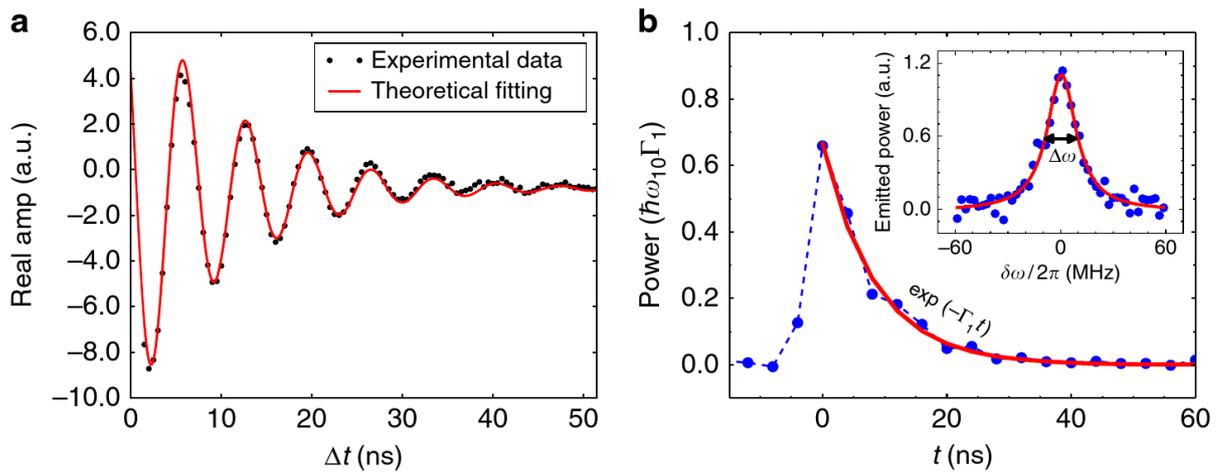


Рисунок 3.35 — Работа устройства. (a) Раби осцилляции двухуровневого атома, связанного с двумя полупространствами, измеренные с помощью VNA. Атом возбуждается СВЧ импульсами длиной  $\Delta t$  со стороны управляющей линии с периодом повторения  $T = 80$  нс, а когерентное излучение регистрируется со стороны излучательной линии. (b) Форма излучаемых фотонов, нормированная на мощность одиночного фотона. Красная сплошная кривая является результатом подгонки функцией  $\exp(-\Gamma_1 t)$ . На вставке показан пик излучения (синие точки), когда  $\pi$ -импульс подается в момент времени  $\Delta t_\pi$ , подогнанный красной лоренцевой кривой ( $\Delta\omega = \Gamma_1$ ).

Для работы однофотонного источника с целью получения максимально некогерентного излучения мы подстраиваем длину импульса (определяется как  $\pi$ -

импульс, его длительность составляет  $\Delta t = 3,5$  нс), при этом излучается по одному фотону из возбужденного состояния атома в каждый период импульса. Затем сигнал усиливается и оцифровывается с временем дискретизации 4 нс. Кривые  $V(t)$  повторяемых измерений затем возводятся в квадрат и накапливаются. Типичная форма фотона  $P(t)$ , полученная после усреднения  $2 \times 10^9$  раз, показана на рисунке 3.35(b). На вставке показан усредненный пик мощности излучения, возбуждаемый последовательностью  $\pi$ -импульсов, измеряемый анализатором спектра. Используя подгонку лоренцианом, мы находим ширину пика  $\Delta\omega/2\pi \approx 12,5$  МГц, которая при  $\gamma = 0$  равна скорости релаксации  $\Gamma_1$ .

### Измерения корреляционной функции

Работа двухуровневой системы вместе с Раби осцилляциями доказывает, что источник генерирует один фотон за раз. Тем не менее, мы предоставляем дополнительные доказательства однофотонной генерации путем измерения корреляционной функции второго порядка с помощью линейных детекторов (СВЧ усилителей) [243]. Такая демонстрация проста в оптике из-за существования фотонных детекторов, но чрезвычайно ресурсоемка в микроволновом диапазоне, где у микроволновых усилителей типичное отношение сигнал/шум в однофотонном режиме меньше, чем  $10^{-2}$  по мощности и, следовательно, требуется длительное накопление статистики.

Схема, показанная на рисунке 3.36(a), реализована для выполнения измерений по методу Хэнбери-Брауна-Твисса [244] с использованием линейных детекторов [223, 234, 235, 243, 245, 246]. Мы накапливаем кривые напряжения во времени, каждый из которых содержит последовательность из 40 импульсов с периодом  $T = 160$  нс. Испущенные фотоны затем проходят через изолятор на  $90^\circ$ -гибридный ответвитель, работающий как СВЧ делитель луча. Холостой входной порт, зашунтированный на 50 Ом, является источником вакуумного шума. Два сигнала, поступающие с выходных портов гибридного ответвителя, усиливаются усилителями при температуре 4,2 К и при комнатной температуре. Мы

предполагаем, что шум, добавляемый усилителями, некоррелирован в каждом канале. Затем сигналы, пониженные до близких к нулю частот с помощью смесителей, пропускаются через фильтры низких частот с полосой пропускания 30 МГц и амплитуды напряжения  $V_1(t)$  и  $V_2(t)$  регистрируются двумя цифровыми устройствами. Наконец, кривые считываются и обрабатываются компьютером для извлечения двухточечных корреляционных функций.

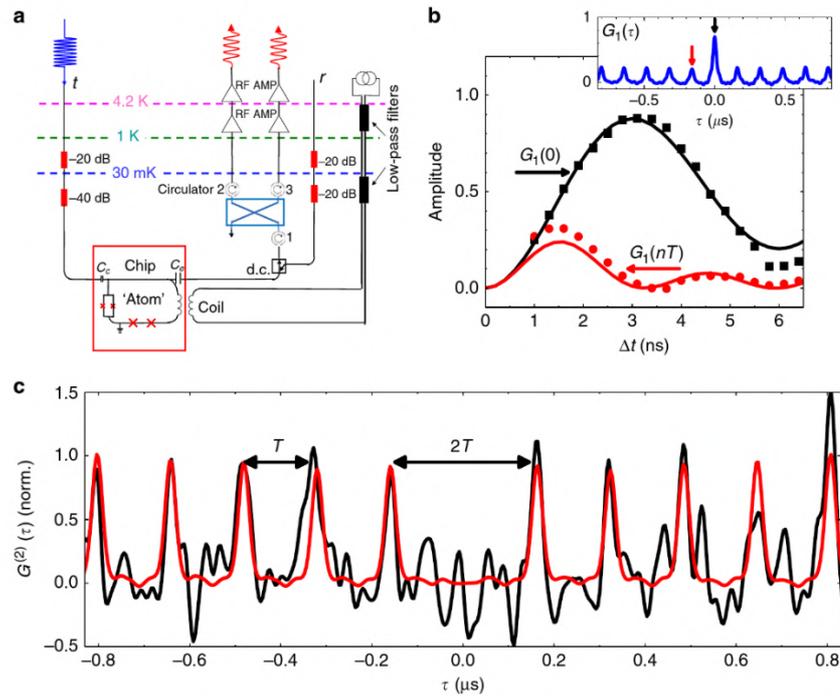


Рисунок 3.36 — Измерения корреляционной функции. (а) Экспериментальная установка для измерений по методу Хэнбери-Брауна-Твисса с линейными СВЧ детекторами. (б) Динамика корреляционной функции первого порядка. На вставке показаны типичные кривые  $G^{(1)}(\tau)$ . Черные квадраты и красные кружки соответствуют экспериментально измеренной динамике центрального пика  $G^{(1)}(0)$  и боковых пиков  $G^{(1)}(nT)$ , соответственно. Сплошные кривые показывают моделирование с реальными параметрами устройства, в том числе диссипацией. (с) Черная кривая — измеренная корреляционная функция второго порядка  $G^{(2)}(\tau)$ , а красная — корреляционная функция второго порядка, смоделированная с использованием измеренных кривых мощности фотонов. Корреляционная функция второго порядка является результатом усреднения по  $1,5 \times 10^{10}$  кривым с 1600 точками в каждой с частотой дискретизации 4 нс.

Кривые были дополнительно сглажены.

Сначала, мы демонстрируем корреляционную функцию первого порядка  $g^{(1)}(\tau) = \int \langle V_1(t)V_2(t + \tau) \rangle dt$  двух сигналов. Нормированная функция с вычтенным фоном  $G^{(1)}(\tau)$  показана на вставке на рисунке 3.36(b). Центральный пик ( $G^{(1)}(0)$ ) соответствует полной мощности, излучаемой атомом, а боковые пики ( $G^{(1)}(nT)$ ) соответствуют когерентному излучению. Динамика пиков в зависимости от длительности импульса возбуждения показана на рисунке 3.36(b). Сплошные линии демонстрируют моделирование с ранее найденными параметрами устройства.

Далее мы вычисляем корреляционную функцию второго порядка для испускаемого излучения, определяемую как

$$g^{(2)}(\tau) = \int \langle (V_1^2(t) - \langle V_1^2(t) \rangle) ((V_2^2(t + \tau) - \langle V_2^2(t + \tau) \rangle)) \rangle dt. \quad (3.172)$$

Результат измерений  $g^{(2)}(\tau)$  после усреднения  $1,5 \times 10^{10}$  кривых показан на рисунке 3.36(c), где функция  $G^{(2)}(\tau)$  получена из  $g^{(2)}(\tau)$  путем вычитания фона и нормировки. Временные зависимости дополнительно сглажены для уменьшения флуктуаций. Красные кривые показывают расчёт из измеренных форм фотонов. Мы наблюдаем серию боковых пиков, разнесенных на расстояние  $T$ , с подавленным пиком при нулевом времени задержки  $\tau = 0$ . Наблюдаемая антигруппировка излучения демонстрирует однофотонную генерацию.

### **Эффективность однофотонного источника при разных частотах**

Мы проверили эффективность нашего источника в широком диапазоне частот, перестраивая частоту излучения  $\omega_{10}$ , контролируруемую с помощью  $\delta\Phi$ . Прежде всего, мы хотели бы отметить, что в нашем атоме на основе потокового кубита чистая дефазировка ( $\gamma \propto I_p^2$ ), как ожидалось, сильно подавлена из-за на порядок более низкого постоянного тока  $I_p$ , по сравнению с обычным, поэтому она не должна влиять на эффективность, даже когда мы отстраиваем энергию от

минимальной. Мы характеризуем силу связи, используя уравнение (3.170), измеряя радиусы окружности  $r_e$  на графиках Смита, аналогичных рисунку 3.34(b) при различных  $\delta\Phi$ . На рисунке 3.37 показана полученная эффективность как функция частоты генерируемых одиночных фотонов. Мы получили эффективность более 60% почти во всем диапазоне частот от 7,75 до 10,5 ГГц. На эффективность может влиять незначительная чистая дефазировка  $\gamma$  и/или нерадационная релаксация  $\Gamma_1^{nr}$ .

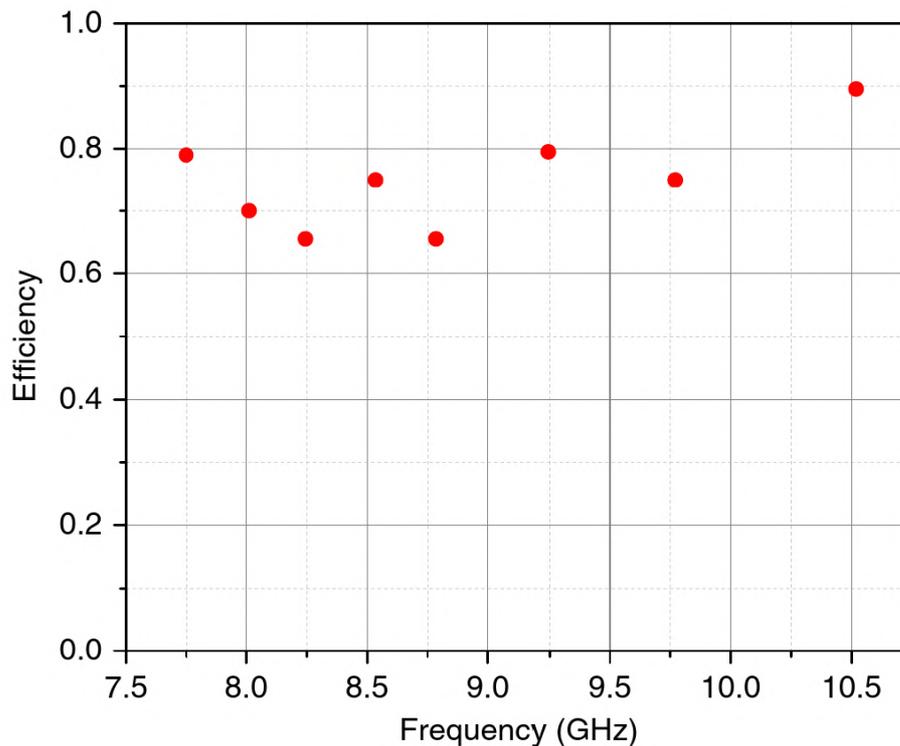


Рисунок 3.37 — Извлеченная эффективность однофотонного источника в зависимости от различных частот перехода двухуровневого атома.

Мы хотели бы отметить, что эффективность приготовления возбужденного состояния в наших экспериментах может быть оценена как  $\frac{1}{2} \left( 1 + \exp \left( -\frac{3\Gamma_1 T}{4} \right) \right) \approx 0,87$  [239]. Общая эффективность в точке вырождения уменьшается до  $0,79 \cdot 0,87 = 0,69$ . Это значение согласуется с полученным после калибровки нашей установки значением 0,67.

Итак, мы продемонстрировали перестраиваемый источник одиночных СВЧ фотонов по требованию на чипе, работающий с высокой эффективностью в широком диапазоне частот. Источник будет полезен для различных приложений в квантовой коммуникации, квантовой обработке информации, экспериментальной квантовой оптике и т.д. В дальнейшей нашей работе была достигнута эффективность 98% [247].

### 3.8 Квантовое волновое смешивание

Сильная связь искусственного атома с открытым пространством, а также развитая техника детектирования слабых когерентных волн в СВЧ диапазоне позволяет не только реализовывать известные эффекты квантовой оптики, но также демонстрировать и изучать новые. Известный квантово-оптический эффект четырехволнового смешения обнаруживает ряд особенностей, выходящих за рамки классической физики, когда нелинейная среда уменьшается до одного квантового рассеивателя. Мы демонстрируем ранее неизученное явление квантовой оптики — квантовое смешение волн на одной сверхпроводящей квантовой системе (искусственном атоме) [129, 132, 248]. При квантовом смешении волн, спектр эластично рассеянного излучения является прямым отображением взаимодействующих суперпозиционных и когерентных фотонных состояний. Более того, искусственный атом позволяет визуализировать статистику фотонных состояний, различая когерентные состояния и одно- и двухфотонные суперпозиции с конечным (квантованным) числом пиков в квантовом режиме. Кроме того, в режиме прямого рассеяния двух импульсов классических когерентных волн на одиночном искусственном атоме наблюдается серия ангармонических квантовых

колебаний, развязанных в частотной области в соответствии с порядком многофотонных процессов.

Четырехволновое смешение — это фундаментальный оптический эффект, проявляющийся в паре частотных боковых пиков от двух накачивающих тонов на классической керровской нелинейности [249, 181]. В пределе, уменьшение масштаба нелинейной среды до одного атома, сильно взаимодействующего с падающими волнами, приводит к временному разделению мгновенных многофотонных взаимодействий и выявляет эффекты, выходящие за рамки классической физики. Здесь мы демонстрируем неизученное физическое явление — квантовое смешение волн (КСВ) на сверхпроводящем искусственном атоме [250, 146, 149, 233, 195] в открытом одномерном пространстве (копланарная линия передачи на кристалле) [151, 90, 251, 252]. Мы показываем два режима КСВ, включающих различные степени "квантованности": Первый и наиболее примечательный — это КСВ с неклассическими суперпозиционными состояниями, которые отображаются в *конечное число* боковых пиков по частоте. Поэтому устройство, использующее КСВ, визуализирует статистику классических и неклассических фотонных состояний. В другом режиме мы исследуем различные порядки волнового смешения классических когерентных волн на искусственном атоме. Динамика пиков демонстрирует серию Раби осцилляций в виде функции Бесселя, то есть отличных от обычно наблюдаемых гармонических, с порядками, которые определяют число взаимодействующих фотонов.

В системах искусственных атомов, связанных с гармоническими осцилляторами, было продемонстрировано несколько новых удивительных явлений. В частности, они позволяют разрешать состояния числа фотонов в гармонических осцилляторах [146, 149], манипулировать отдельными фотонами [102, 150, 235], создавать произвольные состояния фотонов (Фока) [233, 195], изучать нелинейные эффекты. [253] В открытых системах атомы в линиях передачи рассеивают одночастотные электромагнитные волны как упруго, так и неупруго [90, 251, 92, 254, 255]. В данной работе мы демонстрируем КСВ, которое выявляет

фотонную статистику полей в открытом пространстве. Спектры представляют собой результат многофотонных процессов (рис. 3.38).

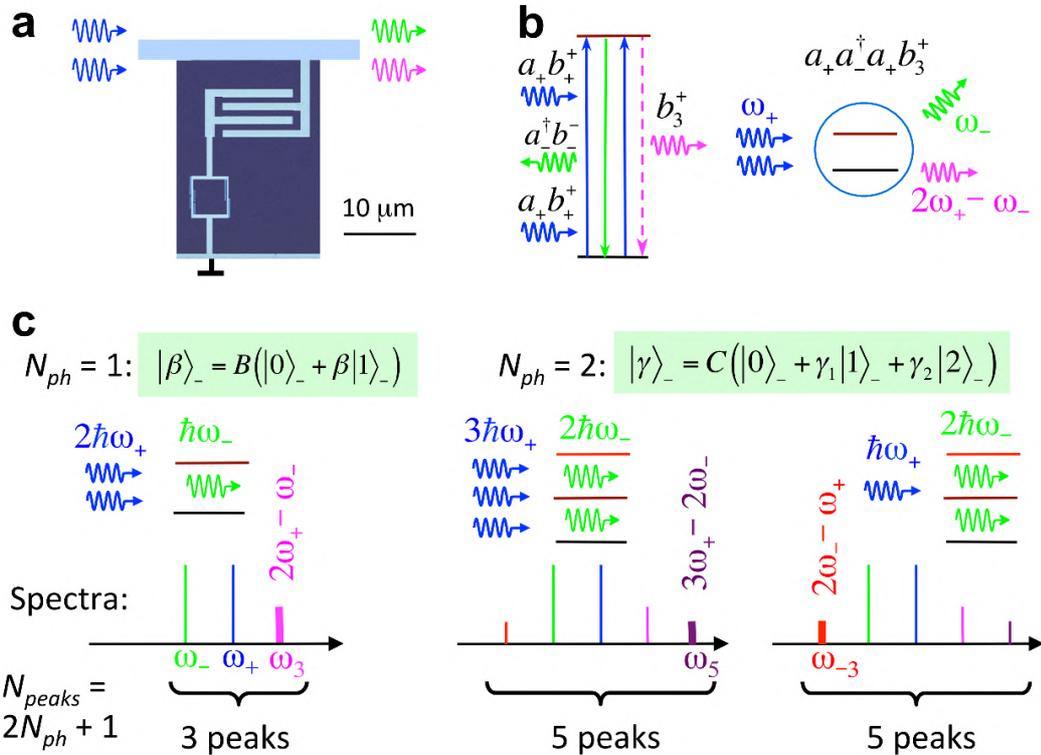


Рисунок 3.38 — Принципы работы устройства. (а) СЭМ-изображение устройства с искусственными цветами: Электрическая цепь (сверхпроводящее кольцо из четырех джозефсоновских переходов), ведущая себя как искусственный атом, встроенный в линию передачи, взаимодействует сильным образом с распространяющимися электромагнитными волнами. (б) Процесс смешивания четырех волн приводит к появлению одного дополнительного пика на частоте  $\omega_3 = 2\omega_+ - \omega_-$ . При классическом смешивании процесс  $a_+ a_-^\dagger a_+ b_3^+$  происходит в паре с симметричным процессом  $a_- a_+^\dagger a_- b_-^+$ . При смешивании с неклассическими состояниями нарушается временная и, следовательно, спектральная симметрия. (с) В КСВ число спектральных пиков определяется числом фотонных (фоковских) состояний. Состояние создается первым импульсом при  $\omega_-$  и затем смешивается со вторым импульсом при  $\omega_+$ . Однофотонное ( $N_{ph} = 1$ ) состояние  $|\beta\rangle_- = B(|0\rangle_- + \beta|1\rangle_-)$  может создать пик только при  $\omega_3 = 2\omega_+ - \omega_-$ , потому что только один фотон при  $\omega_-$  может быть испущен из атома. Двухфотонное ( $N_{ph} = 2$ ) суперпозиционное состояние  $|\gamma\rangle_- = C(|0\rangle_- + \gamma_1|1\rangle_- + \gamma_2|2\rangle_-)$  приводит к созданию дополнительного пика при  $3\omega_+ - 2\omega_-$ , поскольку может быть испущено до двух фотонов. Также два фотона  $\omega_-$  могут быть поглощены, создавая дополнительный пик при  $2\omega_- - \omega_+$ .

Ниже мы суммируем несколько конкретных результатов этой работы: (1) Демонстрация волнового смешивания на одной квантовой системе. (2) В квантовом режиме смешения, картина пиков и количество наблюдаемых пиков отображает взаимодействие когерентных состояний и состояний в атоме, где количество пиков  $N_{peaks}$  связано с числом фотонов  $N_{ph}$  в атоме как  $N_{peaks} = 2N_{ph} + 1$ . А именно, однофотонное состояние (в двухуровневых атомах) приводит в точности к трем пикам излучения; двухфотонное состояние (в трехуровневых атомах) приводит к пяти пикам излучения; а классические когерентные состояния, состоящие из бесконечного числа фотонов, дают спектр с бесконечным числом пиков. (3) Наблюдаются осцилляции Раби в виде функции Бесселя, а порядок функций Бесселя зависит от положения пика и определяется числом взаимодействующих фотонов.

**Классическое когерентное состояние и состояние суперпозиции вакуума и одного фотона.** Для оценки системы мы рассматриваем классические электромагнитные волны, распространяющиеся в одномерной линии передачи с двухуровневым искусственным атомом [90]. Здесь нас интересуют состояния в фотонном базисе, а также статистика фотонов, которая будет выявлена с помощью КСВ, поэтому мы будем рассматривать нашу систему в фотонном базисе. Когерентная волна в фотонном (фоковском) базисе  $|N\rangle$  представляется как

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \left( |0\rangle + \alpha|1\rangle + \frac{\alpha^2}{\sqrt{2!}}|2\rangle + \frac{\alpha^3}{\sqrt{3!}}|3\rangle + \dots \right) \quad (3.173)$$

и состоит из бесконечного числа фотонных состояний. Двухуровневый атом с основным и возбужденным состояниями  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$ , управляемый полем, может быть подготовлен в состоянии суперпозиции  $\Psi = \cos\frac{\theta}{2}|g\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|e\rangle$ , и если соединить его с внешними фотонными модами, то возбуждение переходит в режим, создавая нуль-однофотонное состояние суперпозиции

$$|\beta\rangle = \left| \cos \frac{\theta}{2} \right| (|0\rangle + \beta|1\rangle), \quad (3.174)$$

где  $\beta = \tan \frac{\theta}{2}$ . Суперпозиционное состояние содержит когерентность, однако  $|\beta\rangle$  состояние определено в состоянии нуля-единицы, тогда как классическое когерентное состояние  $|\alpha\rangle$  содержит бесконечное число фоковских состояний. Процесс обмена энергией описывается оператором  $b^- b^+ |g\rangle\langle g| + b^+ |g\rangle\langle e|$ , который отображает атомарные состояния на фотонные, где  $b^+ = |1\rangle\langle 0|$  и  $b^- = |0\rangle\langle 1|$  операторы рождения/уничтожения состояния ноль-один фотон. Оператор является результатом полупериодической осцилляции в эволюции атома, связанного с квантованным фотонным режимом, и мы сохраняем только соответствующие для обсуждаемого случая члены.

Мы обсуждаем и демонстрируем экспериментально упругое рассеяние двух волн с частотами  $\omega_- = \omega_0 - \delta\omega$  и  $\omega_+ = \omega_0 + \delta\omega$ , где  $\delta\omega$  малая отстройка на двухуровневом искусственном атоме с расщеплением энергии  $\hbar\omega_0$ . Рассеяние, происходящее на одном искусственном атоме, позволяет нам разрешить мгновенные многофотонные взаимодействия и статистику процессов. Имея дело с конечными фотонными состояниями, гамильтониан системы удобно представить как

$$H = i\hbar g (b_-^+ a_- - b_-^- a_-^\dagger + b_+^+ a_+ - b_+^- a_+^\dagger), \quad (3.175)$$

используя операторы рождения (уничтожения)  $a_\pm^\dagger$  ( $a_\pm$ ) фотонных состояний  $|N\rangle_\pm$  ( $N$  – целое число) и  $b_\pm^+$  и  $b_\pm^-$  операторы рождения/уничтожения однофотонных выходных состояний на частотах  $\omega_\pm$ . Здесь  $\hbar g$  энергия связи поля и атома. Операторы  $b_\pm^+$  и  $b_\pm^-$  также описывают атомарное возбуждение/релаксацию, используя подстановки  $b_\pm^+ \leftrightarrow e^{\mp i\varphi} |e\rangle\langle g|$  и  $b_\pm^- \leftrightarrow e^{\pm i\varphi} |g\rangle\langle e|$ , где  $\varphi = \delta\omega t$  является медленно изменяющейся фазой. Равномерное изменение фазы эквивалентно

сдвигу по частоте  $\omega_{\pm}t = \omega_0t \pm \delta\omega t$  и, в более общем, случае для  $b_m^{\pm}$  (с целым числом  $m$ ) изменяющаяся фаза  $m\delta\varphi$  приводит к сдвигу частоты  $\omega_m = \omega_0 + m\delta\omega$ .

Эволюция системы за интервал времени  $[t, t']$  ( $t' = t + \Delta t$  и  $\delta\omega\Delta t \ll 1$ ), описываемая оператором  $U(t, t') = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}H\Delta t\right)$  может быть представлена как разложение в ряд процессов взаимодействия атома с полем различных порядков  $a_{\pm}^{\dagger}b_{\pm}^{-}$  и  $a_{\pm}b_{\pm}^{\dagger}$  — последовательного поглощения-испускания, сопровождаемого возбуждениями/релаксациями в атоме. Операторы  $b$  описывают атомные состояния (мгновенное взаимодействие фотонов в атоме) и, следовательно, удовлетворяют следующим тождествам:  $b_p^{-}b_m^{+} = |0\rangle_{m-p}\langle 0|$ ,  $b_j^{\pm}b_p^{\mp}b_m^{\pm} = b_{j-p+m}^{\pm}$ ,  $b_p^{\pm}b_m^{\pm} = 0$ . Возбужденный атом в конечном итоге релаксирует, производя суперпозицию нуль-один поля фотонов  $|\beta\rangle_m$  с частотой  $\omega_m = \omega_0 + m\delta\omega$  в соответствии с  $b_m^{\dagger}|0\rangle = |1\rangle_m$ . Мы повторяем эволюцию и усредняем эмиссию на временном интервале  $t > \delta\omega^{-1}$  и наблюдаем узкие эмиссионные линии. Атом, находящийся в состоянии суперпозиции (с ненулевым  $\langle b_m^{\dagger} \rangle$ ) генерирует когерентные электромагнитные волны на частоте  $\omega_m$  с амплитудой

$$V_m = -\frac{\hbar\Gamma_1}{\mu}\langle b_m^{\dagger} \rangle \quad (3.176)$$

Где  $\mu$  – атомный дипольный момент, а  $\Gamma_1$  – скорость релаксации [90, 239].

### **Рассеяние упругих волн и осцилляции Раби в виде функции Бесселя**

Для изучения КСВ мы подключили одиночный искусственный атом (сверхпроводящий контур с четырьмя джозефсоновскими переходами) к линии передачи через емкость. Атом релаксирует, при этом скорость испускания фотонов составляет  $\Gamma_1/2\pi \approx 20$  МГц. Связь сильная, что означает, что любая нерадикационная релаксация атома подавлена, и почти все фотоны от атома излучаются в линию. Мы подаем два одновременных микроволновых импульса с равными амплитудами на частотах  $\omega_-$  и  $\omega_+$ , длиной  $\Delta t = 2$  нс и периодом  $T_r = 100$  нс (намного больше, чем время релаксации  $\Gamma_1^{-1} \approx 8$  нс).

На рисунке 3.39(a) показан типичный спектр мощности излучения, проинтегрированный по многим периодам (полоса пропускания составляет 1 кГц). Спектр симметричен с множеством узких пиков (таких же узких, как и возбуждающие микроволны), которые появляются на частотах  $\omega_0 \pm (2k + 1)\delta\omega$ , где  $k \geq 0$  — целое число. Мы линейно изменяем амплитуду возбуждения  $\Omega$ , которая определяется из измерения гармонических колебаний Раби при одночастотном возбуждении. На спектре появляются боковые пики. Динамика нескольких боковых пиков в зависимости от линейного изменения  $\Omega\Delta t$  (здесь мы варьируем  $\Omega$ , однако, эквивалентно можно варьировать  $\Delta t$ ) показана на графиках рисунка 3.39(b). Отметим, что пики демонстрируют ангармонические колебания, хорошо согласующиеся с соответствующими  $2k + 1$ -функциями Бесселя первого порядка. Первые максимумы запаздывают с порядком пика, появляясь при  $\Omega\Delta t \propto k + 1$ . Мы держим отстройку  $\delta\omega$  внутри ширины линии системы: ( $\leq \Gamma_1$ ) в пределах десятков мегагерц. В данной работе мы используем  $\delta\omega/2\pi = 10$  кГц.

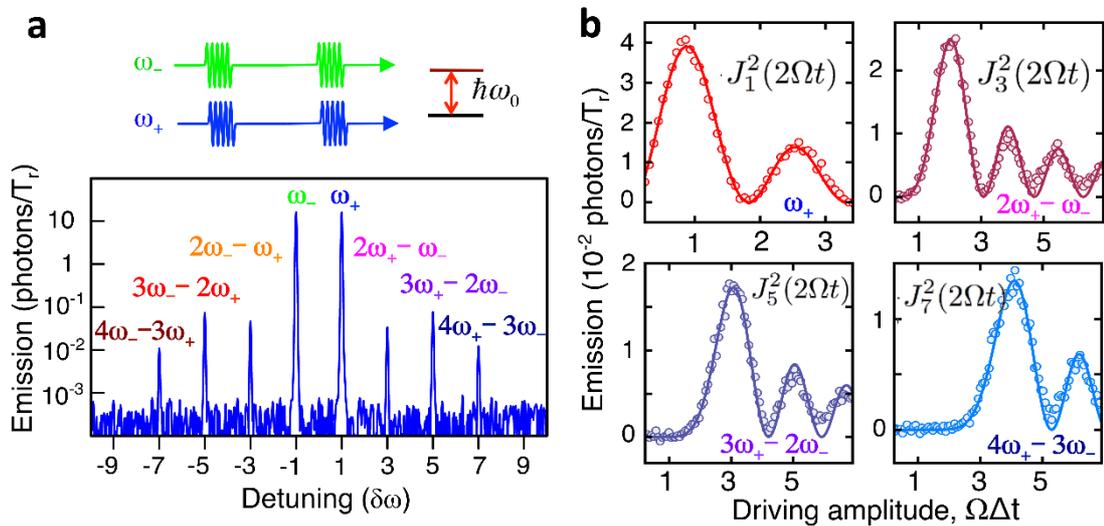


Рисунок 3.39 — Спектры КСВ и их динамика. (a) Типичный спектр при подачи одновременно двух импульсов одинаковых амплитуд с частотами  $\omega_-$  и  $\omega_+$ . Смешивание когерентных полей  $|\alpha_{\pm}\rangle$  приводит к симметричному спектру с бесконечным числом боковых пиков, который является отображением фотонной статистики классических состояний. (b) Ангармонические Раби осцилляции пиков на частотах  $\omega_0 + (2k + 1)\delta\omega$ . Экспериментальные точки подогнаны квадратами функций Бесселя  $2k + 1$ -порядка. В главных порядках  $2k + 1$  соответствует порядку нелинейности и числу взаимодействующих фотонов.

На рисунке 3.39(b) показан процесс третьего порядка, в результате которого образуется правый боковой пик при  $\omega_3 = 2\omega_+ - \omega_-$ . Процесс включает в себя поглощение двух фотонов с частотой  $\omega_+$  и испускание одного фотона при  $\omega_-$ . В более общем случае пик  $(2k + 1)$ -го порядка на частоте  $\omega_{2k+1} = (k + 1)\omega_+ - k\omega_-$  ( $\equiv \omega_0 + (2k + 1)\delta\omega$ ) описывается многофотонным процессом  $(a_+ a_-^\dagger)^k a_+ b_{2k+1}^+$ , который включает в себя поглощение  $k + 1$  фотонов из  $\omega_+$  и испускание  $k$  фотонов в  $\omega_-$ , а возбужденный атом в конечном итоге генерирует фотон на  $\omega_{2k+1}$ . Симметричные пики с левой стороны на  $\omega_0 - (2k + 1)\delta\omega$  описываются аналогичными процессами с поменявшимися местами индексами ( $+ \leftrightarrow -$ ). Амплитуды пиков из уравнения (3.176) описываются матожиданием значений  $b$ -операторов, которые на частоте  $\omega_{2k+1}$  могут быть записаны в виде  $\langle b_{2k+1}^+ \rangle = D_{2k+1} \langle (a_+ a_-^\dagger)^k a_+ \rangle$ . Префактор  $D_{2k+1}$  зависит от условий движения и может быть вычислен суммированием всех виртуальных фотонных процессов (например,  $a_+^\dagger a_+$ ,  $a_-^\dagger a_-$ , и т.д.), не меняющих частоты. Например, появление фотона на  $2\omega_+ - \omega_-$  описывается  $\langle b_3^+ \rangle = D_3 \langle a_+ a_-^\dagger a_+ \rangle$ .

Поскольку количество необходимых фотонов увеличивается с ростом  $k$ , то для появления максимума эмиссии требуется больше времени (рисунок 3.39(b)). Чтобы вывести зависимость, наблюдаемую в нашем эксперименте, мы рассмотрим случай с начальным состоянием  $\Psi = |0\rangle \otimes (|\alpha\rangle_- + |\alpha\rangle_+)$  и  $\alpha \gg 1$ . Тогда мы обнаружим, что пики демонстрируют осцилляции Раби, описываемые формулой  $\langle b_{2k+1} \rangle = (-1)^k / 2 \times J_{2k+1}(2\Omega\Delta t)$ , а среднее число генерируемых фотонов за цикл в  $(2k + 1)$ -й моде составляет

$$\langle N_{\pm(2k+1)} \rangle = \frac{J_{\pm(2k+1)}^2(2\Omega\Delta t)}{4}. \quad (3.177)$$

Симметричная картина со многими пиками в спектре представляет собой отображение бесконечного числа взаимодействующих импульсов классических когерентных полей на искусственном атоме. Зависимости от функции Бесселя

ранее наблюдались в многофотонных процессах, однако в частотной области [256, 257]. Классическое описание системы также возможно, может быть математически более простым и приводит к тому же результату, но не дает красивой качественной картины КСВ на уровне вторичного квантования, обсуждаемой ниже. В классической картине управляющее поле дается в виде  $\Omega e^{i\delta\omega t} + \Omega e^{-i\delta\omega t} = 2\Omega \cos\delta\omega t$ .

**КСВ и динамика неклассических состояний фотонов.** Далее мы демонстрируем один из самых интересных результатов: КСВ с неклассическими фотонными состояниями. Мы применили двухимпульсную технику, где импульс с частотой  $\omega_+$  подается после импульса с частотой  $\omega_-$ , и они не перекрывались во времени. Ожидается, что нарушение временной симметрии в эволюции квантовой системы должно привести к появлению асимметричных спектров и наблюдению ряда новых квантовых явлений. Рисунок 3.40(а) демонстрирует спектр, он, действительно ассиметричен и содержит только один боковой пик на частоте  $2\omega_+ - \omega_-$ . Других пиков не наблюдается, что разительно отличается от рисунка 3.39(а). Изменение последовательности импульсов на противоположную зеркально отражает картину с единственным боковым пиком на частоте  $2\omega_- - \omega_+$  (здесь не показано).

Количественное объяснение процесса представлено на левой панели рисунка 3.38(с). Первый импульс готовит состояние  $|\beta\rangle_-$  в атоме, который может содержать не более одного фотона ( $N_{ph} = 1$ ). Из этого сразу следует, что могут образоваться только пики с одним фотоном на частоте  $\omega_+$ . Поэтому в спектре присутствует только один положительный боковой пик  $2\omega_+ - \omega_-$ , обусловленный испусканием  $\omega_-$ -фотона, описываемого  $a_+ a_-^\dagger a_+$ . Никакие другие боковые пики появиться таким образом не могут.

Отсутствие других боковых пиков подтверждается дополнительными измерениями. В этих измерениях мы сравниваем классический и квантовый режимы с номинально идентичными условиями. Зависимости мощности излучений обоих случаев от их амплитуд показаны на рисунке 3.40(б). В обоих случаях наблюдается

очень близкое поведение правого пика четырехволнового пика смешения на  $2\omega_+ - \omega_-$ . Причём различие минимально как качественно, так и количественно. Тем не менее, отличие квантового случая радикальное для остальных боковых пиков. В квантовом случае такие пики полностью отсутствовали при любых параметрах возбуждения.

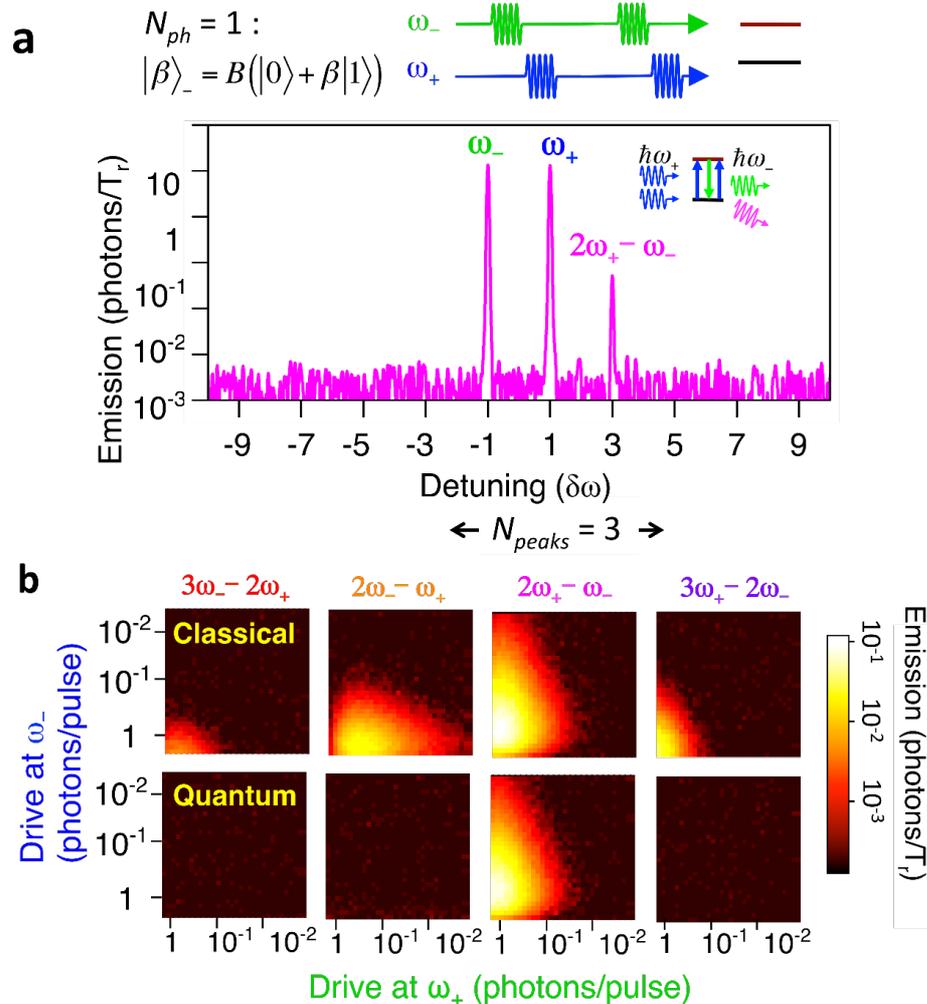


Рисунок 3.40 — КСВ с неклассическими состояниями. (а) Два последовательных импульса при  $\omega_-$  и затем при  $\omega_+$  прикладываются к искусственному двухуровневому атому. График иллюстрирует спектр мощности КСВ для когерентного состояния в атоме  $|\beta\rangle_-$ . Только один боковой пик появляется на частоте  $2\omega_+ - \omega_-$ . (б) Амплитуды пиков на частотах  $3\omega_- - \omega_+$ ,  $2\omega_- - \omega_+$ ,  $2\omega_+ - \omega_-$  и  $3\omega_+ - 2\omega_-$ . Верхние панели – классический случай, нижние панели – квантовый случай. В квантовом случае отсутствуют все пики кроме  $2\omega_- - \omega_+$  при любых амплитудах импульсов.

Асимметрия пиков в смешении может быть получена и для классических импульсов. [258]. Однако методы, применяемые для этого не подходят для нашей элементарной системы из двух смешанных волн на одном точечном рассеивателе в открытом (широкая полоса частот) пространстве. Асимметрия в квантовом случае носит фундаментальный, а не технический характер.

Это демонстрирует еще одно замечательное свойство нашего устройства: оно тестирует фотонные состояния, различая когерентные состояния  $|\alpha\rangle$  и суперпозиции с конечным числом фотонов. Более того, единственный пик на  $\omega_3$  показывает, что тестируемое состояние было  $|\beta\rangle$  с  $N_{ph} = 1$ . Это утверждение может быть обобщено на произвольное состояние. Согласно картинке на рисунке 3.38(с), добавление фотона увеличивает число пиков с левой и правой стороны на единицу, в результате чего общее число пиков составляет  $N_{peaks} = 2N_{ph} + 1$ .

**Тестирование двухфотонной суперпозиции.** Чтобы глубже понять свойства чувствительности к состоянию и продемонстрировать КСВ с различной статистикой фотонов, мы расширили наш эксперимент для работы с двухфотонными состояниями ( $N_{ph} = 2$ ). Два самых низких перехода в нашей системе могут быть подстроены с помощью внешних магнитных полей так, чтобы они были равны  $\hbar\omega_0$ , хотя более высокие переходы являются нерезонансными ( $\neq \hbar\omega_0$ ). В трехуровневом атоме микроволновый импульс при  $\omega_-$  создает наложенное двухфотонное состояние

$$|\gamma\rangle_- = C(|0\rangle_- + \gamma_1|1\rangle_- + \gamma_2|2\rangle_-), \quad (3.178)$$

где  $C = \sqrt{1 + |\gamma_1|^2 + |\gamma_2|^2}$ . График на рисунке 3.41 показывает модифицированный спектр. Как и ожидалось, спектр обнаруживает только пики на частотах, состоящих из одного или двух фотонов из  $\omega_-$ . Частоты  $\omega_3 = 2\omega_+ - \omega_-$ ,  $\omega_{-3} = 2\omega_- - \omega_+$ , и  $\omega_5 = 3\omega_+ - 2\omega_-$ , соответствующие, например, процессам  $a_+ a_-^\dagger a_+ c_3^+$ ,  $a_- a_- a_+^\dagger c_{-3}^+$  и  $a_+ a_-^\dagger a_-^\dagger a_+ a_+ c_5^+$ , где  $c_m^+$  и  $c_m^-$  — операторы рождения и уничтожения, определенные на двухфотонном пространстве ( $|n\rangle$ ), где  $n$  принимает значения 0, 1

или 2). Интуитивная картина смешения двухфотонных состояний показана на центральной и правой боковых панелях рисунка 3.38(с). В ситуации, когда квантовая система содержит состояние  $|2\rangle$  ( $N_{ph} = 2$ ) возможно два новых боковых пика.

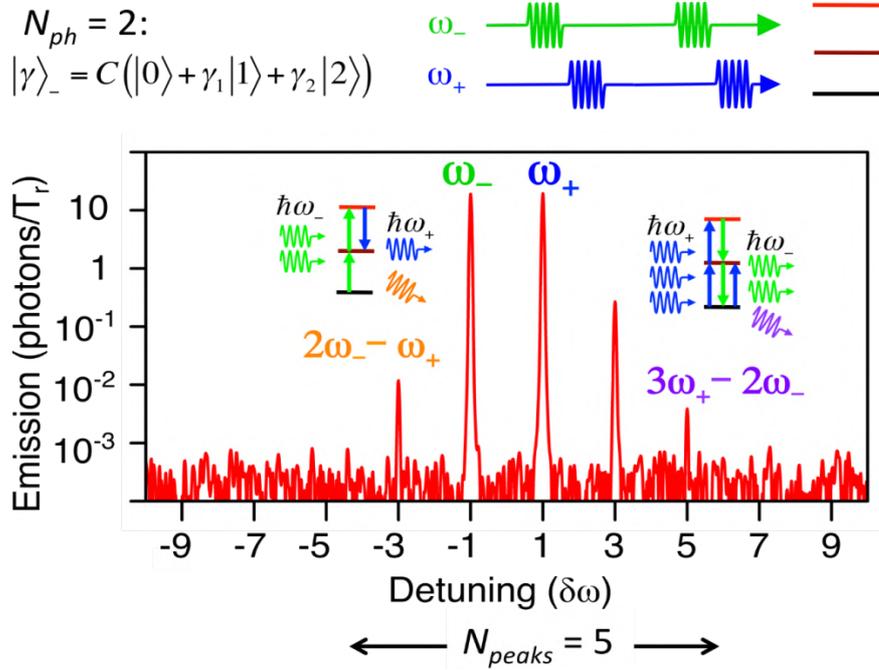


Рисунок 3.41 — КСВ на трёхуровневой системе с эквидистантными переходами. В атоме теперь возможно состояние с двумя фотонами  $|\gamma\rangle_-$  ( $N_{ph} = 2$ ). Спектр квантового смешения теперь содержит пять пиков. Два новых процесса, приводящих к возникновению двух пиков по сравнению с двух-уровневой системой:  $3\omega_+ - 2\omega_-$  и  $2\omega_- - \omega_+$  теперь возможны.

Обобщенные двумерные графики с  $N_{ph}$  представлены на рисунке 3.42. Смешивание с квантовыми состояниями особенно ярко проявляется в асимметрии. КСВ можно также понимать как преобразование квантовых состояний в квантованные частоты, аналогичное преобразованию Фурье.

Важно, что КСВ ранее не наблюдался ни в каких других оптических системах. Согласно нашему пониманию этот эффект сложно продемонстрировать на естественных атомах по следующим причинам. Во-первых, эффект требует единичной квантовой системы, поскольку отдельные процессы взаимодействия должны быть разделены во времени [259]. Эффект пропадет при многократном

рассеянии на атомном ансамбле в веществе. Далее, в отличие от СВЧ диапазона в оптике легко детектировать единичные оптические фотоны благодаря наличию счетчиков фотонов, но детектировать амплитуды и, главное, фазы слабых сигналов, как, например, излучение от единичного атома, очень сложно [260, 261]. В СВЧ же диапазоне существуют и активно используются методы измерения слабого когерентного излучения от единичной квантовой системы [94, 239]. Это возможно благодаря очень высокой фазовой стабильности источников и детекторов СВЧ. Далее, благодаря сильной связи одного искусственного атома, всё излучение от него эффективно собирается и доставляется к детектору.

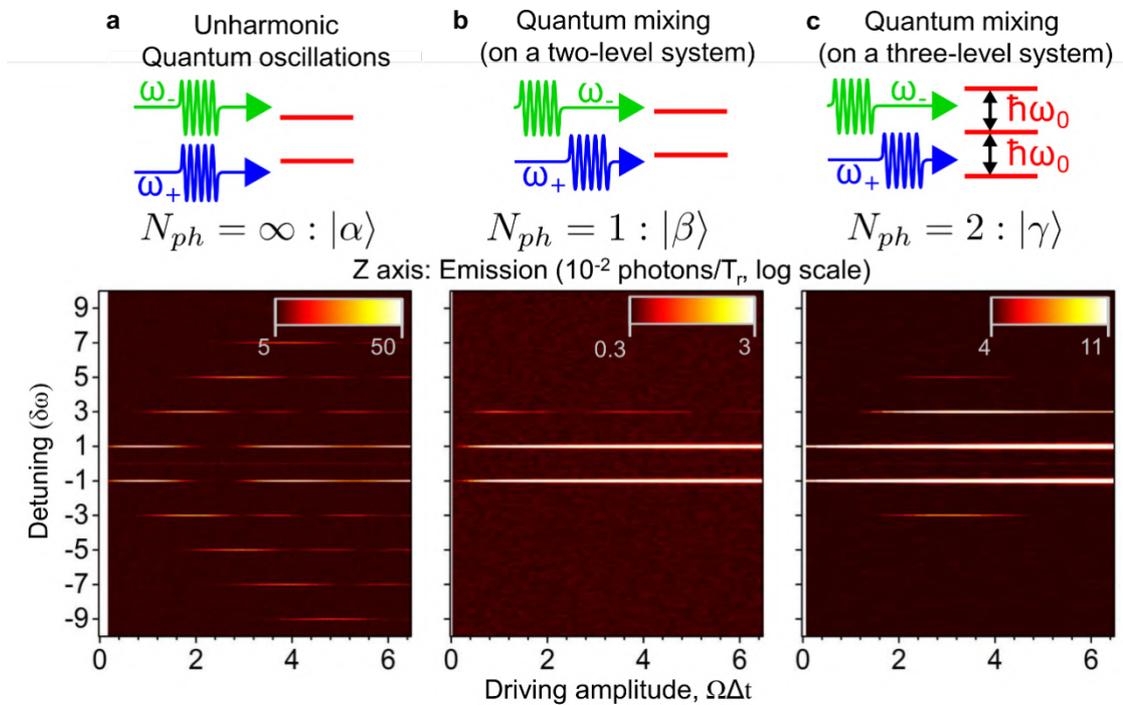


Рисунок 3.42 — Осцилляции (динамика) пиков в режиме смешивания. (a) Классический случай: Раби осцилляции раскладываются на ангармонические осцилляции боковых пиков. (b) Квантовый случай на двухуровневой системе: один боковой пик. (c) Квантовое волновое смешение на трехуровневой системе: три боковых пика.

В итоге мы продемонстрировали квантовое смешение волн — интересное явление квантовой оптики. Мы исследовали различные режимы КСВ и доказали, что суперпозиции и когерентные состояния света отображаются в квантованный

спектр с узкими пиками. Количество пиков определяется числом взаимодействующих фотонов. КСВ может служить мощным инструментом для создания новых типов устройств квантовой электроники на чипе.

### **Волновое смещение в непрерывном режиме и фотонная статистика**

Далее, мы изучаем четырехволновое смещение непрерывных когерентных волн, а также более высокие порядки смещения на одиночном искусственном сверхпроводниковом атоме. В процессе эластичного многофотонного рассеяния на искусственном атоме наблюдаются и впоследствии исследуются узкие боковые компоненты, связанные с разной степенью возбуждаемой нелинейности. Мы получаем аналитические выражения, описывающие амплитуды пиков, и показываем, что отношение любых двух соседних пиков является функцией возбуждающей амплитуды и расстройки. Также мы демонстрируем расщепление боковых компонент, подобное эффекту Аутлера-Таунса, причем величина данного расщепления зависит от порядка процесса рассеяния.

Волновое смещение в оптической среде это один из основных нелинейных параметрических процессов. В частности, четырехволновое смещение происходит из-за третьего порядка диэлектрической восприимчивости среды  $\chi^{(3)}$ , что дает вклад в поляризацию  $P^{(3)} = \chi^{(3)}E^3$ , пропорциональный третьей степени напряженности электрического поля  $E$ . Если три электромагнитных волны с частотами  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  распространяются через подобную среду, появляется ряд дополнительных волн с частотами  $\pm\omega_i \pm \omega_j \pm \omega_k$ , где  $i, j, k = \{1, 2, 3\}$  [249], а их амплитуды и фазы зависят от амплитуд и фаз начальных волн. Это также означает, что для соответствующих процессов рассеяния необходимо три фотона. При более высокой нелинейности нечетного порядка  $2p + 1$ , где  $p$  — целое неотрицательное число, процессы характеризуются  $\chi^{(2p+1)}$ , и один дополнительный фотон генерируется в результате взаимодействия между  $2p + 1$  фотонами. Широкий спектр приложений эффекта волнового смещения в различных системах включает генерацию сжатых состояний света [262, 263, 255], параметрическое усиление [264], преобразование частоты и генерацию частотных гребенок [265]. Также

эффект волнового смещения коротких микроволновых импульсов для сверхпроводниковых квантовых цепей [132] был обнаружен и охарактеризован. Совсем недавно было показано, что сильно возбуждаемая двухуровневая система может усиливать слабый зондирующий сигнал между компонентами триплета Моллоу из-за четырехфотонных процессов [266]. Также для циклических искусственных атомов [267] было теоретически описано трехволновое смещение, и наблюдалось экспериментально [93] на одиночной трехуровневой схеме.

В нашей работе мы изучаем волновое смещение непрерывных когерентных волн на одиночном сверхпроводящем кубите как на двухуровневом искусственном атоме, сильно связанном с копланарным волноводом. Атом облучается двумя распространяющимися волнами СВЧ диапазона на частотах, близких к резонансным. Мы измеряем узкие боковые спектральные пики [198], связанные с процессами упругого многофотонного рассеяния четвертого, шестого и более высоких порядков. При помощи двух волн разрешен процесс любого порядка из-за конечной вероятности нахождения любого количества фотонов в когерентных состояниях. Интенсивности боковых пиков зависят от порядка нелинейных процессов, амплитуд падающих волн и их расстройки от атомного перехода. Интересной особенностью является то, что при когерентном рассеянии волн отношение интенсивностей последующих пиков не зависит от порядков пиков. Еще одним интересным открытием является то, что при сильном возбуждении интенсивности боковых пиков демонстрируют расщепление в частотной области с величиной, пропорциональной амплитудам возбуждения. Это похоже на расщепление Аутлера-Таунса (также изучалось в сверхпроводниковых цепях [194, 210, 91, 268]), однако соответствующая величина расщепления обратно пропорциональна порядку процесса рассеяния. Мы получили аналитическое выражение для спектров; также получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

### **Постановка эксперимента**

Начнем с рассмотрения двухуровневого атома с частотой перехода  $\omega_{01}$ , см. рисунок. 3.43 (а). Атом сильно связан с линией передачи (открытое пространство)

со скоростью излучательной релаксации  $\Gamma_1$  за счет испускания фотонов в линию. Условие сильной связи означает, что безызлучательная релаксация (без испускания фотона в линию)  $\Gamma_1^{nr}$  и скорости чистой дефазировки  $\gamma$  меньше, чем  $\Gamma_1$ . Возбуждающая монохроматическая волна с частотой  $\omega_d$  и волновым вектором  $k$ , описываемая амплитудой напряжения  $V_0 e^{-i\omega_d t + ikx}$ , распространяется по волноводу и рассеивается на атоме, находящемся в точке  $x = 0$ . В результате чего волна рассеивается упруго и неупруго либо вперед, либо назад. Амплитуда эластично рассеянной волны  $V^{sc} e^{-i\omega_d t + ik|x|}$  выражается как

$$V^{sc} = -\frac{i\Gamma_1}{\hbar\mu} \langle \sigma^- \rangle, \quad (3.179)$$

где  $\sigma^-$  это понижающий оператор атомарного состояния, а  $\mu$  – дипольный момент атома. Здесь мы не будем рассматривать неупруго рассеянное излучение. Находя стационарное решение кинетического уравнения для атома с внешним возбуждением, можно показать что [90] амплитуда упруго рассеянной волны  $V^{sc} e^{-i\omega_d t + ik|x|}$  выражается как

$$V^{sc} = -rV_0 = -\frac{V_0}{2} \frac{\lambda\Gamma_1}{|\lambda|^2 + \Omega^2\Gamma_2/\Gamma_1}, \quad (3.180)$$

где  $\lambda = \Gamma_2 + i\Delta\omega$ ,  $\Delta\omega = \omega_d - \omega_{01}$  это расстройка,  $\Gamma_2 = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_1^{nr}}{2} + \gamma$  – полная частота дефазировки,  $\Omega = \mu V_0 / \hbar$  возбуждающая амплитуда падающей волны, а  $r$  – коэффициент отражения. Важное следствие выражения (3.180) заключается в том, что в пределе слабого возбуждения ( $\Omega \ll \Gamma_1$ ) с  $\Gamma_2 = \Gamma_1/2$  (идеальная сильная связь:  $\Gamma_1^{nr} = \gamma = 0$ ) и  $\lambda = \Gamma_1/2$  при расстройке  $\Delta\omega = 0$ , амплитуда рассеянной волны равна амплитуде падающей, но с учетом знака она отрицательна:  $V^{sc} = -V_0$ .

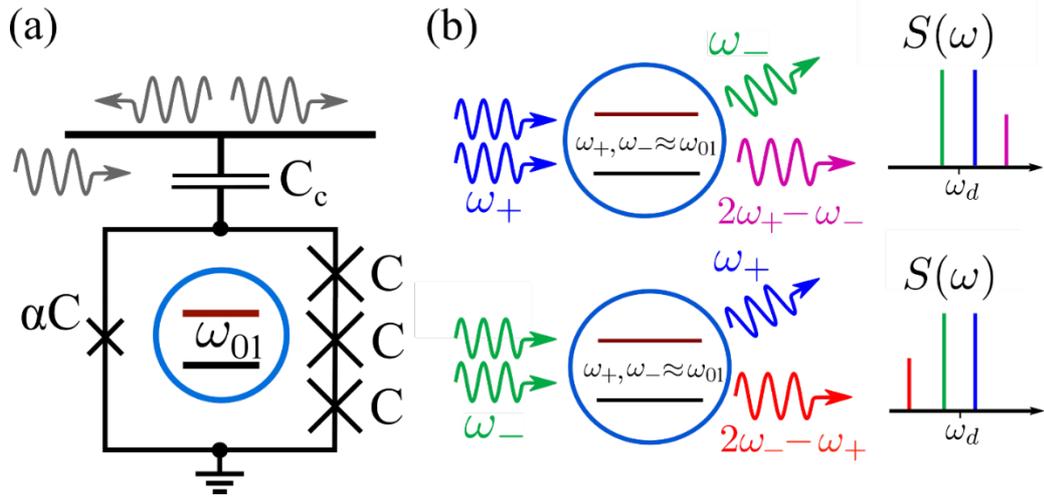


Рисунок 3.43 – (а) Схема устройства. Искусственный атом представляет собой четырехконтактный потоковый кубит с тремя почти одинаковыми переходами с емкостью  $C$  и одним переходом с емкостью  $\alpha C$ , где  $\alpha = 0,43$ . Кубит соединен с копланарным волноводом с емкостью  $C_c$ . (б) Волновое смешение двух тонов на одиночной двухуровневой системе. При двухфотонном поглощении и однофотонном излучении на частотах  $\omega_{\pm}$  и  $\omega_{\mp}$  генерируется еще один фотон на частоте  $2\omega_{\pm} - \omega_{\mp}$ , что приводит к излучению соответствующих боковых компонент.

Далее мы обобщаем задачу на рассеяние двух когерентных волн с частотами  $\omega_+ = \omega_d + \delta\omega$  и  $\omega_- = \omega_d - \delta\omega$ , что обозначено на рисунке 3.43(b), где сдвиг по частоте мал:  $\delta\omega \ll \Gamma_1$ . Процессы смешения можно описать в терминах многофотонного упругого рассеяния. В частности, рисунок 3.43(b) описывает процесс четырехволнового смешения ( $2p + 1 = 3$ ). Верхняя панель описывает механизм генерации фотона на частоте  $2\omega_+ - \omega_-$  как следствие четырехфотонного процесса: два фотона из моды  $\omega_+$  поглощаются и два испускаются, -один на частоте  $\omega_-$  и один на частоте  $2\omega_+ - \omega_-$ . Нижняя панель представляет собой симметричный процесс с испусканием фотона на частоте  $2\omega_- - \omega_+$ . Эти два процесса называются вырожденным четырехволновым смешением и могут быть обнаружены на спектрах путем наблюдения боковых спектральных пиков на соответствующих частотах. Поскольку вероятность нахождения произвольного числа фотонов в когерентных состояниях конечна, возможны любые процессы более высокого порядка. Что приводит к появлению спектральных компонент на частотах  $\omega_{\pm(2p+1)} = (p + 1)\omega_{\pm} - p\omega_{\mp}$  в результате рассеяния с участием  $2p + 1$  фотонов,

где  $p \geq 0$  – целое число. Мы измеряем непрерывное смещение двух когерентных волн в сверхпроводящей квантовой системе, сильно связанной с линией передачи.

Искусственный атом в нашем устройстве представляет собой потоковый кубит, емкостно связанный с копланарным волноводом емкостью  $C_c = 2$  фФ (рисунок 3.43 (а)), которая также эффективно шунтирует  $\alpha$ -переход [132]. Постоянный ток оценивается как довольно небольшой,  $I_p = 52$  нА, однако, ангармоничность  $\omega_{12} - \omega_{01} \approx 2\pi \times 1,5$  ГГц все еще достаточно велика для того, чтобы не учитывать более высокие уровни. Другими важными параметрами являются энергетическое расщепление в точке вырождения  $\Delta_q = 2\pi \times 7,30$  ГГц и скорости релаксации и декогеренции  $\Gamma_1/2\pi = 2,2$  МГц и  $\Gamma_2/2\pi = 1,1$  МГц, измеренные при  $\omega_{01} = \Delta_q$ . Для измерения коэффициента пропускания волновода со встроенным кубитом была реализована стандартная низко-температурная схема измерений, описанная в другом месте [90]. Кубит расположен на нижней ступени криостата растворения с базовой температурой 15 мК. Входные микроволновые сигналы с очень узкой шириной спектра  $\sim 1$  Гц подаются на чип по коаксиальным линиям с аттенюаторами на разных температурных ступенях, используемых для подавления излучения абсолютно черного тела при комнатной температуре. Выходные сигналы проходят через микроволновый изолятор и усиливаются криогенным НЕМТ-усилителем, расположенным на ступени криостата в 4 К, а затем двумя микроволновыми усилителями при комнатной температуре.

Проходящие волны могут быть измерены векторным анализатором цепей или анализатором спектра. Предварительная калибровка осуществляется с помощью измерения коэффициента пропускания  $t = V_{tr}/V_0$  одиночного микроволнового тона частоты  $\omega_d \approx \omega_0$ , а также при помощи соотношения  $r + t = 1$ . Мы вычисляем значение коэффициента отражения  $r$  и аппроксимируем его с помощью выражения (3.180). Результат показан на рисунке 3.44(а). Фитируя пик, мы получаем значение  $\Omega$  для определенного выходного уровня микроволнового генератора и, таким образом, мы можем определить амплитуду возбуждающего сигнала, см. рисунок 3.44 (а).

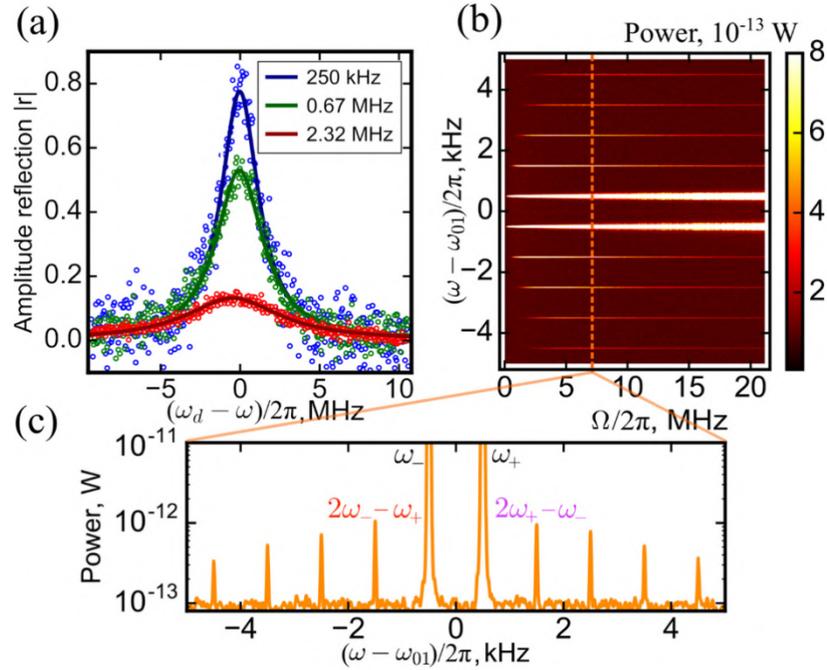


Рисунок 3.44 – (а) Монохроматическая волна, упруго рассеянная искусственным атомом, – синие точки соответствуют слабому возбуждению. При более высоких мощностях атом насыщается, а отражение уменьшается (зеленые и красные точки). Сплошные линии соответствуют зафитированным по формуле (3.180) данным. Подписи к легенде представляют собой значения  $\Omega/2\pi$ , извлеченные из фитирования. (б) Спектры когерентно рассеянного излучения, измеренные анализатором спектра при условии резонанса тонов с кубитом, построены в зависимости от амплитуды обоих тонов:  $\Omega_+ = \Omega_- = \Omega$ . (в) Пример типичного спектра.

### Анализ результатов

Для демонстрации волнового смещения, мы настраиваем кубит в точку вырождения  $\omega_{01} = \Delta_q$  и прикладываем два микроволновых сигнала с частотами  $\omega_+ = \omega_d + \delta\omega$  и  $\omega_- = \omega_d - \delta\omega$ , как изображено на рисунке 3.44(б). Расстройка  $\delta\omega$  обычно выбирается равной  $1 - 100$  кГц  $\ll \Gamma_1, \Gamma_2$ , поэтому оба тона находятся в пределах ширины линии резонанса ( $\sim \Gamma_2$ ) с кубитом, но все еще легко различимы. Измеряя спектр выходного сигнала, мы наблюдаем множество побочных спектральных составляющих на частотах  $\omega_{\pm(2p+1)} = \omega_d \pm (2p + 1)\delta\omega$ , где  $p > 0$  – целое число, см. рисунок 3.44(б,в). На рисунке 3.45 (а) показаны амплитуды

боковых пиков для  $1 < p < 4$  (вплоть до 9-фотонного процесса) с  $\Omega_+ = \Omega_-$ , как функция возбуждающей амплитуды; левый и правый пики имеют равную амплитуду. С увеличением  $\Omega$ , амплитуды боковых пиков достигают максимума, а затем спадают. С повышением порядка процессов максимумы появляются при большей амплитуде возбуждения.

Мы интерпретируем это следующим образом. Порядок пика  $(2p + 1)$  в первую очередь соответствует количеству взаимодействующих фотонов. Скорость поглощения/испускания фотонов определяется частотой Раби-осцилляций, эквивалентной возбуждающей амплитуде  $\Omega$ . Характерное время взаимодействия, определяемое когерентностью системы, равно  $\tau \approx \Gamma_2^{-1}$ . Таким образом, для того чтобы эффективно поглотить/излучить  $2p + 1$  фотонов, необходимо возбудить систему с амплитудой  $2\Omega\tau \approx 2p + 1$  (здесь мы принимаем  $\Omega_- + \Omega_+ = 2\Omega$ ), и получаем  $\Omega_{max} \approx \Gamma_1(2p + 1)/4$  (считаем, что  $\Gamma_2 = \Gamma_1/2$ ).

Мы также исследуем, как интенсивности боковых пиков зависят от разности амплитуд полей, когда  $\Omega_- \neq \Omega_+$ . Для того чтобы наглядно это продемонстрировать, мы варьируем амплитуды обоих возбуждающих сигналов, в то же время поддерживая амплитуду  $\Omega_-$  на 1 дБ больше (в 1,26 раз больше по амплитуде), чем  $\Omega_+$ , и измеряем боковые компоненты (рисунок 3.45(b)). Теперь симметрия нарушена, и интенсивности компонент с частотами  $\omega_{-(2k+1)}$  становятся в несколько раз больше, чем интенсивности  $\omega_{+(2k+1)}$  компонент. Процессы генерации положительных частотных пиков, становятся менее вероятными, чем процессы, приводящие к отрицательным частотным составляющим. Это прямое следствие наличия большего количества фотонов в моде  $\omega_-$ .

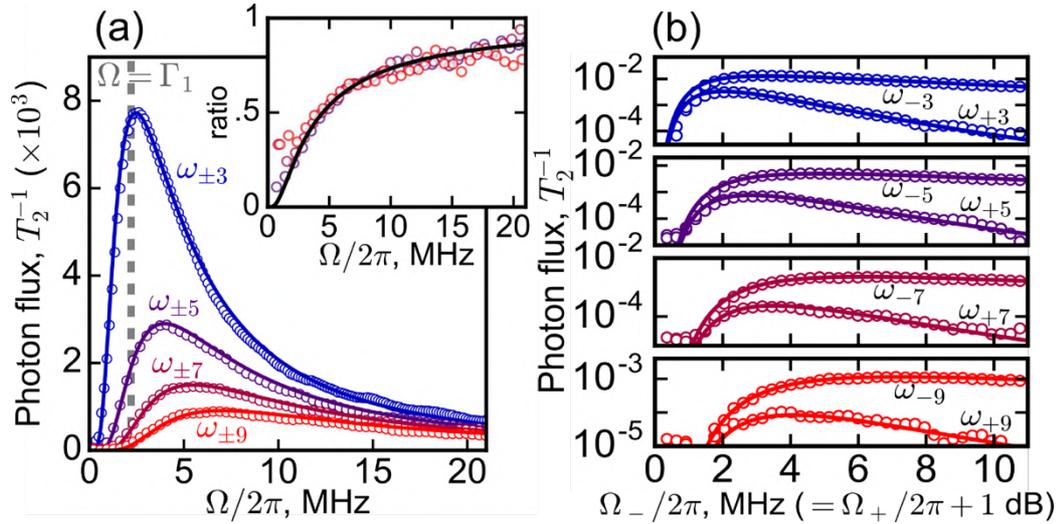


Рисунок 3.45 – (а) Боковые спектральные компоненты эластично рассеянных волн.

Экспериментальные точки получены с  $\delta\omega = 5$  кГц, зафитированы с помощью выражения (3.186) (сплошные линии) с параметрами  $\Gamma_1 = 2,2$  МГц,  $\Gamma_2 = 1,1$  МГц,  $\Delta\omega = 0$ ,  $\Omega_+ = \Omega_- = \Omega$  и  $p = 1,2,3,4$  для каждой кривой соответственно. На вставке показано отношение потоков фотонов в компонентах последовательного порядка  $2p + 1$  и  $2p + 3$  для  $p = 1,2,3$ . Черная линия представляет прямую оценку отношений из выражения (3.186). (b) Волновое смешение асимметричных возбуждающих сигналов:  $\Omega_-$  на 1 дБ больше, чем  $\Omega_+$ . Положительные частотные компоненты в несколько раз превышают отрицательно-частотные. Это свидетельствует о высокой чувствительности волнового смешения к дисбалансу возбуждающих амплитуд.

Далее мы исследуем влияние расстройки  $\Delta\omega = \omega_d - \omega_{01}$ , варьируя центральную частоту  $\omega_d$  с зафиксированной  $\delta\omega$ . Измеряются спектральные компоненты сигнала на частотах  $\omega_{\pm(2p+1)}$  в зависимости от  $\Omega_{\pm}$  при условии  $\Omega_- = \Omega_+ = \Omega$ . Наблюдаемый эффект аналогичен расщеплению Аутлера-Таунса, см. рисунок. 3.46 [210]. Смешанные сигналы в каждом порядке расщепляются на два пика с максимумами в  $\Delta\omega_{max} \approx \pm\zeta_p\Omega$ , где  $\zeta_p$  – константа, обратно пропорциональная  $2p + 1$ . Положение пика в режиме сильного возбуждения ( $\Delta\omega \gg \Gamma_2$ ) может быть оценено таким же образом, как мы сделали это выше в оценке положения максимума пика. Чтобы оценить  $\Delta\omega_{max}$ , заменим характерное

время  $\Gamma_2^{-1}$  на  $\tau \approx \Delta\omega^{-1}$ . Тогда максимум пика ожидается для  $\zeta_p = \Delta\omega_{max}/\Omega \approx 4/(2p + 1)$ .

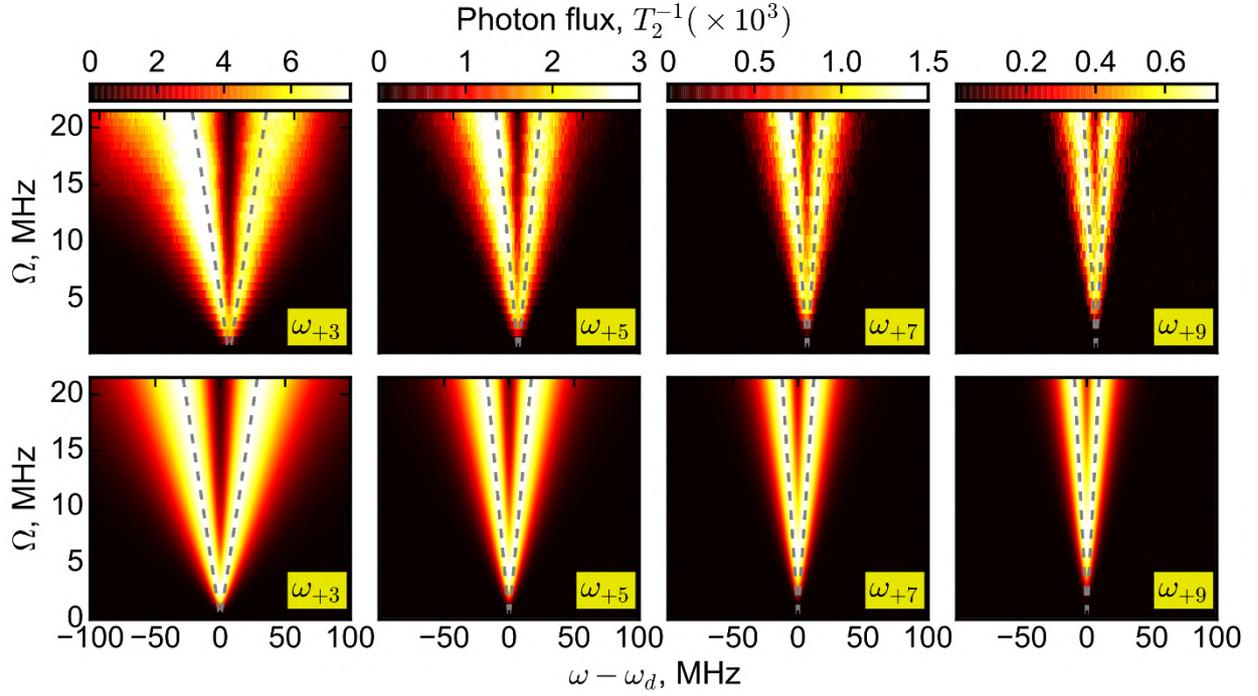


Рисунок 3.46 – Расщепление боковых спектральных компонент, подобное эффекту Аутлера-Таунса, рассеянного излучения как функция расстройки центральной частоты и возбуждающей амплитуды  $\Omega$ . Нижние панели показывают аналитическое решение согласно выражению (3.186). Серые пунктирные направляющие соответствуют  $\Delta\omega = 4\Omega/(2p + 1)$ .

Для количественного анализа амплитуд боковых пиков волнового смещения рассмотрим гамильтониан одиночной двухуровневой системы, возбуждаемой двумя классическими (когерентными) волнами

$$H = -\frac{\hbar\omega_{01}}{2}\sigma_z - \hbar\Omega_-\sigma_x\cos(\omega_d t - \delta\omega t) - \hbar\Omega_+\sigma_x\cos(\omega_d t + \delta\omega t), \quad (3.181)$$

где  $\Omega_+$  и  $\Omega_-$  – амплитуды возбуждающих сигналов. Во-первых, мы вычисляем стационарное решение основного кинетического уравнения в приближении вращающейся волны. Член  $\delta\omega t$  интерпретируется как медленно меняющаяся фаза,

поскольку на масштабе времени  $t \sim \Gamma_2^{-1}$  выполняется  $\delta\omega t \ll 1$ . Аналитическое решение для среднего значения атомарного понижающего оператора:

$$\langle \sigma^- \rangle = -\frac{\sin\theta}{\Lambda} \frac{\Omega_- e^{-i\delta\omega t} + \Omega_+ e^{i\delta\omega t}}{1 + \sin\theta \cos 2\delta\omega t}. \quad (3.182)$$

Здесь мы вводим следующие обозначения:  $\theta = \arcsin\left(\frac{2\Gamma_2\Omega_- \Omega_+}{\Gamma_1|\lambda|^2 + \Gamma_2(\Omega_-^2 + \Omega_+^2)}\right)$ ,  $\Lambda^{-1} = \frac{\lambda\Gamma_1}{4\Gamma_2\Omega_- \Omega_+}$ . Знаменатель выражения (3.182) можно переписать в соответствии с

$$\frac{1}{1 + \frac{1}{2}\sin\theta(z + z^{-1})} = \frac{1}{\cos\theta} \left( \frac{1}{1 - yz} + \frac{1}{1 - yz^{-1}} - 1 \right), \quad (3.183)$$

где  $z = e^{2i\delta\omega t}$  и  $y = -\tan\frac{\theta}{2}$ . Мы раскладываем правую часть выражения (3.183) в ряд по степеням  $z$  и получаем

$$\langle \sigma^- \rangle = -\frac{\Omega_- e^{-i\delta\omega t} + \Omega_+ e^{i\delta\omega t}}{\Lambda} \tan\theta \sum_{p=-\infty}^{\infty} y^{|p|} e^{i2p\delta\omega t}. \quad (3.184)$$

Принимая во внимание выражение (3.179) и, приводя сумму ряда к неотрицательным  $p$ , мы получаем

$$V^{sc} = -\frac{\hbar\Gamma_1 \tan\theta}{\mu\Lambda} \sum_{p=0}^{\infty} y^p [(\Omega_- + y\Omega_+) e^{-i(2p+1)\delta\omega t} + (y\Omega_- + \Omega_+) e^{i(2p+1)\delta\omega t}]. \quad (3.185)$$

Используя соотношения между амплитудой возбуждения и амплитудой напряжения  $V_{\pm}\mu = \hbar\Omega_{\pm}$ , мы приходим к аналитическому выражению для амплитуды каждой боковой спектральной компоненты

$$V_{\pm(2p+1)}^{sc} = \frac{(-1)^p \Gamma_1 \tan\theta \tan^p \frac{\theta}{2}}{\Lambda} \left( V_{\mp} \tan \frac{\theta}{2} - V_{\pm} \right), \quad (3.186)$$

что может быть подтверждено экспериментально. Выражение (3.186) показывает, что фактор  $\tan^p \frac{\theta}{2}$  содержит всю зависимость спектральных компонент от порядка  $p$ . Чтобы проиллюстрировать это, мы также выводим отношения последовательных компонент порядка  $2p+1$  и  $2p+3$  для данных, представленных на рисунке 3.45, и представляем результат на вставке к рисунку 3.45 (а) для  $p = 1, 2, 3$ . Важно отметить, что оно одинаково для каждой пары независимо от  $p$  и хорошо согласуется с черной сплошной линией, полученной из выражения (3.186). Результат справедлив для классических когерентных состояний, в которых статистика фотонов определяется распределением Пуассона.

Теперь сравним экспериментальные данные с нашим аналитическим выражением (3.186). Сплошными линиями на рисунке. 3.45 показаны расчетные зависимости пиков, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Анализируя выражение (3.186) для положения экстремумов, мы находим, что положение максимумов пиков хорошо описывается асимптотическим соотношением  $\Omega_{max} \approx \sqrt{2}\Gamma_1(2p + 1)/4$ , что согласуется с нашим предварительным качественным предсказанием и физической картиной, которую мы представляем. Кроме того, зависимость амплитуды возбуждения от расстройки хорошо воспроизводит измерение, как показано на рисунке 3.46. Количественный

анализ выражения (3.186) дает максимальный отклик на частоте  $\omega_{max}/\Omega \approx 4/(2p + 1)$ .

### Обсуждение и выводы

Далее мы покажем, что спектральные компоненты волнового смещения раскрывают фотонную статистику падающих волн. В режиме сильной связи и слабого возбуждения ( $\Omega_{\pm} \ll \Gamma_1$ ), число фотонов, рассеянных в одном направлении в моду  $\omega_{2p+1}$ , сводится согласно выражению (3.186) к

$$\langle N_{2p+1} \rangle \approx \langle N_- \rangle^p \langle N_+ \rangle^{p+1}, \quad (3.187)$$

где  $\langle N_k \rangle = \Omega_k^2 / \Gamma_1 \Gamma_2$  – среднее число фотонов в моде  $\omega_k$  на масштабе характерного интервала времени  $\tau = \Gamma_2^{-1}$ . Примечательно, что это эквивалентно среднему значению оператора  $(a_+ a_-^\dagger)^p a_+$ , усредненному по состояниям  $|\alpha_- \alpha_+\rangle$ . Квадрат этой величины  $|\langle (a_+ a_-^\dagger)^p a_+ \rangle|^2 \approx |(\alpha_-^*)^p \alpha_+^{p+1}|^2 = \langle N_- \rangle^p \langle N_+ \rangle^{p+1}$ . Префакторы  $(\alpha_-^*)^p$  и  $\alpha_+^{p+1}$  определяются амплитудами вероятности соответствующих фотонных состояний ( $|p\rangle_-$  и  $|p+1\rangle_+$ ). Например, в режиме слабого возбуждения  $\alpha \ll 1$ ,  $\langle a^n \rangle \approx \langle \alpha | a^n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} | n \rangle = \langle 0 | \alpha^n | 0 \rangle = \alpha^n$ , что приблизительно равно амплитуде вероятности состояния с заданным числом фотонов  $|n\rangle$  в когерентном состоянии  $|\alpha\rangle$ , умноженном на  $\sqrt{n!}$  [269]. Случай с отклонением от классических когерентных состояний уже обсуждался, но в режиме импульсной динамики [91]. Мы полагаем, что наш метод перспективен для обнаружения и описания неклассических когерентных состояний, когда фотонная статистика отклоняется от Пуассоновской.

Мы продемонстрировали фундаментальный эффект волнового смещения стационарных когерентных состояний на одиночной двухуровневой системе-рассеивателе, сильно связанной с одномерной линией передачи. Мы получили аналитическое выражение для амплитуд смешиваемых состояний и показали ряд других физических эффектов, например, расщепление боковых пиков по типу Аутлера-Таунса, которое зависит от числа рассеянных фотонов. Боковые пики

являются результатом процессов многофотонного рассеяния, а их амплитуды определяются распределением фотонов в когерентных состояниях. Интересным будущим приложением будет визуализация статистики неклассических когерентных состояний.

### 3.9 Выводы к главе 3

Продemonстрирован ряд фундаментальных явлений квантовой оптики в СВЧ диапазоне на сверхпроводниковых квантовых системах.

1. Продemonстрирован лазерный эффект на одиночном искусственном атоме. Инверсная заселённость осуществляется через имплементированный процесс джозефсоновского квазичастичного цикла (JQP: Josephson Quasiparticle Cycle).

2. Реализована физически сильная связь потокового кубита к копланарному резонатору.

3. Реализована физически сильная связь одиночного атома с открытым пространством (одномерной копланарной линией). Данная работа открыла целое направление экспериментальной реализации большого класса эффектов квантовой оптики на чипе.

4. Продemonстрирована прямая спектроскопия трёхуровневой квантовой системы по рассеянию электромагнитной волны на искусственном атоме.

5. Продemonстрировано излучение спонтанной релаксации на одиночном трёхуровневом искусственном атоме в открытом одномерном пространстве.

6. Продemonстрирован эффект резонансной флуоресценции на одиночном искусственном атоме с сильной связью к открытому пространству. Продemonстрирован триплет резонансной флуоресценции (Mollow triplet) на

одионочном атоме в открытом пространстве. Показано эластичное и неэластичное рассеяние электромагнитной волны на одионочной квантовой системе на чипе.

7. Реализован эффект электромагнитно индуцированной прозрачности на одионочном искусственном трехуровневом атоме в открытом одиомерном пространстве.

8. Продемонстрирован минимальный (пределный) квантовый усилитель, состоящий из одионочного искусственного атома, сильно связанного с открытым пространством. Продемонстрирована электромагнитно-индуцированная (EIT) прозрачность на одионочном искусственном атоме в открытом пространстве.

9. Охарактеризована временная динамика эластичного и неэластичного рассеяния электромагнитной волны на искусственном атоме по излучению из атома. Продемонстрирована процедура восстановления корреляторов и неэластичных спектров по динамике когерентного излучения от искусственных атомов.

10. Продемонстрирован перестраиваемый источник фотонов по требованию с высокой эффективностью в СВЧ диапазоне. Измерен коррелятор  $g^{(2)}$  для такого источника без одиофотонных детекторов.

11. Продемонстрирован новый эффект квантовой оптики – квантовое смещение волн (КСВ) на одионочном искусственном атоме. Реализованы различные режимы квантового смещения – непрерывный и импульсный. Каждый пик в первом порядке соответствует определенному многофотонному процессу. Исследовано поведение различных порядков (амплитуды боковых пиков) в зависимости от мощности накачки. Выведена аналитическая формула для динамики соответствующего пика.

## 4 Квантовая акустика

Квантовая акустика является непосредственным развитием квантовой оптики. Принципиальное отличие состоит в том, что фотон заменяется на фонон, а скорость звука в средах на пять порядков меньше, чем скорость света, соответственно потенциально есть возможность уменьшения размеров систем. С другой стороны, изготовление акустических систем в квантовом режиме требует сложной технологии, так как длина волны на частоте 3 ГГц, например, 1 мкм и, соответственно, минимальные элементы существенно меньше микрона. В этой главе демонстрируются различные подходы к реализации акустических систем: акустические системы на подвешенных мостиках и на поверхностных акустических волнах (ПАВ). Показан впервые реализованный квантовый режим резонатора ПАВ со сверхпроводниковой квантовой системой. Продемонстрирована реализация и работа фононного кристалла на основе периодической структуры ПАВ.

### 4.1 Высокочастотные механические осцилляции в подвешенных мостиках микронного размера

Мы разработали технологию изготовления подвешенных металлических наномостиков с резонансными частотами в СВЧ диапазоне немногим менее 1 ГГц. В этом разделе исследуются такие мостики.

Наномеханические резонаторы представляют из себя закрепленные с двух сторон кантилеверы. Они интересны как своими физическими свойствами, так и потенциальными применениями. [270, 271]. Интересно было бы использовать

такие устройства в квантовых устройствах. Для этого необходимо повысить их рабочую частоту до гигагерцового диапазона, а это в свою очередь требует уменьшения их размеров и использования методов нанотехнологии [272]. Для контроля таких устройств необходимо иметь преобразователь механических перемещений в электрический сигнал. Применяются различные методы детектирования движения в наноструктурах [273]. Одноэлектронный транзистор (SET) [6, 2] оказался эффективным преобразователем благодаря своим свойствам чрезвычайно чувствительного электрометра и возможности детектирования движения даже в квантовом пределе на уровне единичного фонона. Если связать SET с осциллирующим мостиком, то при наличии разности потенциалов на транзисторе будет индуцироваться заряд благодаря модуляции емкости. Ранее уже была продемонстрирована чувствительность к смещению  $2 \times 10^{-15}$  м/Гц<sup>1/2</sup> в СВЧ диапазоне [274]. Позднее была показана чувствительность в 4,3 раза выше квантового предела [275].

Мы использовали различные способы детектирования мостиков, например в магнитных полях. Здесь мы будем описывать связь металлического мостика, выполненного из алюминия, который в свою очередь является элементом (островом) одноэлектронного транзистора [276]. Технология, которую мы разработали может быть использована в дальнейшем для интеграции механической системы в СКВИД-ы и другие одноэлектронные схемы.

В нашей работе мы показываем, что одноэлектронный транзистор датирован движение на изгиб своего собственного острова, выполненного в качестве подвешенного мостика. Аналогичное устройство на основе углеродной нанотрубки описано в работах [277] и [278]. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами моделирования.

Устройство, а также схема и источники напряжения показаны на рисунке 4.1. Остров SET представляет из себя подвешенный мостик, соединенный с электродами истока и стока через туннельные переходы Al/AlO<sub>x</sub>/Al. Остров висит над подложкой с металлическим электродом. Их разделяет маленький зазор. Часть острова (заштрихованная на рисунке 4.1), зажата между электродами истока и стока, может вибрировать. В работе [279] описана технология изготовления

мостика. Но мы внесли существенные изменения: в дополнение к обычному боковому затвору, мы добавили управляющий электрод, называемый нижним затвором, размещается под островом и частично под электродами истока и стока.

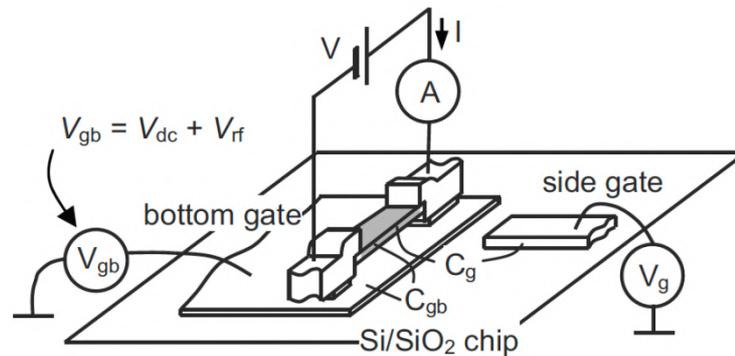


Рисунок 4.1 – Схематичное изображение подвешенного мостика и схемы измерения.

Такая многослойная двухзатворная конфигурация имеет определенные преимущества перед стандартной однослойной схемой. Емкость представляет из себя плоскопараллельный конденсатор с зазором, который, в свою очередь, контролируется толщиной электронного резиста при изготовлении. Резист в дальнейшем стравливается.

Геометрические параметры нашего прибора, измеренные в сканирующем электронном микроскопе, следующие: ширина острова  $w = 92$  нм и длина 1500 нм, а также вакуумный ( $\epsilon = 1$ ) зазор  $d = 50$  нм между островом и нижним затвором.

Высокое постоянное напряжение  $V_{dc}$  и медленно меняющееся напряжение  $V_g$  могут быть приложены к разным затворам, что упрощает процесс измерения. Напряжение, приложенное к нижнему затвору, имеет следующие две составляющие:  $V_{gb} = V_{dc} + V_{rf}$ . Первая из них используется для управления связью между механическим движением и электронным транспортом SET, а вторая приводит в движение мостик. Все напряжения постоянного тока подаются на образец по отфильтрованным линиям постоянного тока. Высокочастотный сигнал

подается через коаксиальную линию с аттенуатором 20 дБ при температуре 4,2 К. Измерения проводятся в рефрижераторе растворения при температуре около 25 мК.

Моделирование транспорта SET в присутствии механических колебаний мы проводим на основе теории [280] с учетом механической степени свободы. Транспорт через SET рассматривается с в присутствии осцилляций. Механическая система описывается уравнением

$$\ddot{x} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F}{m}, \quad (4.1)$$

где  $x$  – отклонение от положения равновесия,  $m$  – эффективная масса мостика,  $F$  – движущая сила, действующая на остров SET,  $Q$  – добротность и  $\omega_0 = 2gf_0$  – циклическая частота. Действующая сила определяется емкостью острова к нижнему электроду  $C_{gb}$ , полной емкостью  $C$ , разностью потенциалов между нижним электродом и островом. Мы находим силу как производную смещения полной энергии, запасенной в островке SET, к перемещению. Предполагая, что  $C_{gb} \ll C$ , мы получаем

$$F \approx \frac{\partial C_{gb}}{\partial x} \frac{V_{gb}^2}{2} - \frac{eV_{gb}}{C} \left( n + \frac{C_{gb}V_{gb}}{e} \right). \quad (4.2)$$

Важно, что сила зависит от числа электронов  $n$  от нейтрального состояния на островке SET в конкретный момент времени. Далее мы предполагаем, что скорость туннелирования электронов происходит намного быстрее частоты механических колебаний.

Из измерений характеристик SET по постоянному току (I-V характеристик от напряжений на нижнем и боковом затворах:  $V$  и  $V_{dc}$ ) мы оцениваем следующие параметры прибора: полное туннельное сопротивление  $R = 140$  кОм, зарядовую энергию  $E_c = e^2/2C = 0,235$  мэВ ( $E_c/k_B = 2,7$  К), соответствующую  $C = 3,4 \times 10^{-16}$

$\Phi$ , и емкость бокового затвора  $C_g = 1,2 \times 10^{-18}$  Ф. Изменяя напряжение на нижнем затворе, мы получаем его емкость  $C_{gb} = 5,4 \times 10^{-17}$  Ф. Наши оценки механического резонанса (90 МГц) близки к экспериментальным. Небольшое отличие вполне возможно из-за неучтенных напряжений на концах острова, вызванного разницей в коэффициентах теплового расширения кремния и алюминия [279].

Для измерения механических свойств нашей системы мы подаем СВЧ сигнал на нижний затвор. Этот затвор также смещен большим постоянным напряжением 4 В. Далее мы сканируем напряжение бокового электрода  $V_g$  и снимаем резонансный пик SET, показанный для примера на рисунке 4.2(a). Затем мы изменяем частоту СВЧ генератора и снимаем следующий пик. Таким образом, мы имеем набор кривых для двумерной картины транспорта через SET в зависимости от частоты как показано на рисунке 4.2(b). При приближении резонанса пик меняет свою форму и уширяется. Резонанс виден как характерная особенность на частоте около 95 МГц: высота пика тока сначала уменьшается, а затем резко увеличивается, когда мы проходим через резонанс от более низкой частоты к более высокой.

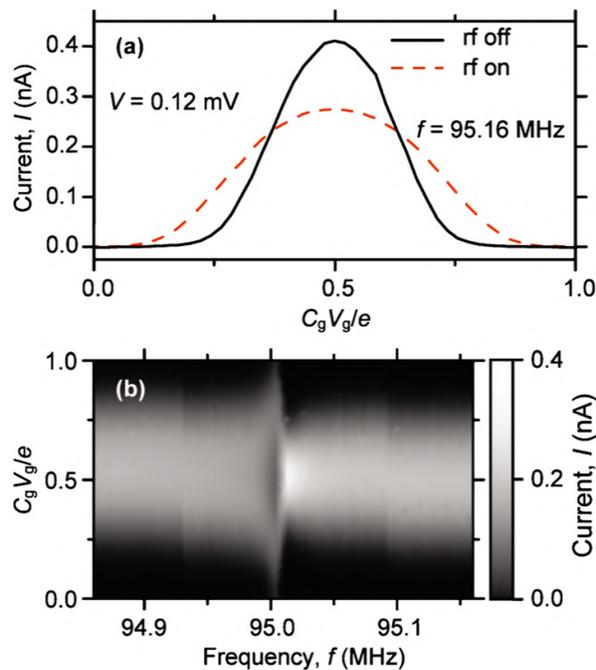


Рисунок 4.2 – (a) Кривые  $I$  как функция  $V_g$  для  $V_{dc} = -2,5$  В и амплитуды  $V_{rf} = 0$  (сплошная кривая) и 0,32 мВ (пунктирная кривая). (b) Пик SET в зависимости от частоты.

На рисунке 4.3 показаны кривые в разных точках на пике в зависимости от частоты и расчётные кривые. Графики соответствуют горизонтальным срезам на двумерном графике. При моделировании мы задали  $Q = 10^4$  и  $f_0 = 95,007$  МГц; остальные параметры были взяты из эксперимента. Такое значение  $Q$  согласуется с данными, измеренными в наших недавних экспериментах на мостиках с двойным зажимом из Al [281]. Ступеньки тока при 94,93 и 95,09 МГц на рисунке 4.3(a) обусловлены скачками фонового заряда, которые не были учтены в моделировании. Отметим, что наблюдаемый отклик ожидается в полностью линейном режиме; нелинейность резонатора не была включена в модель.

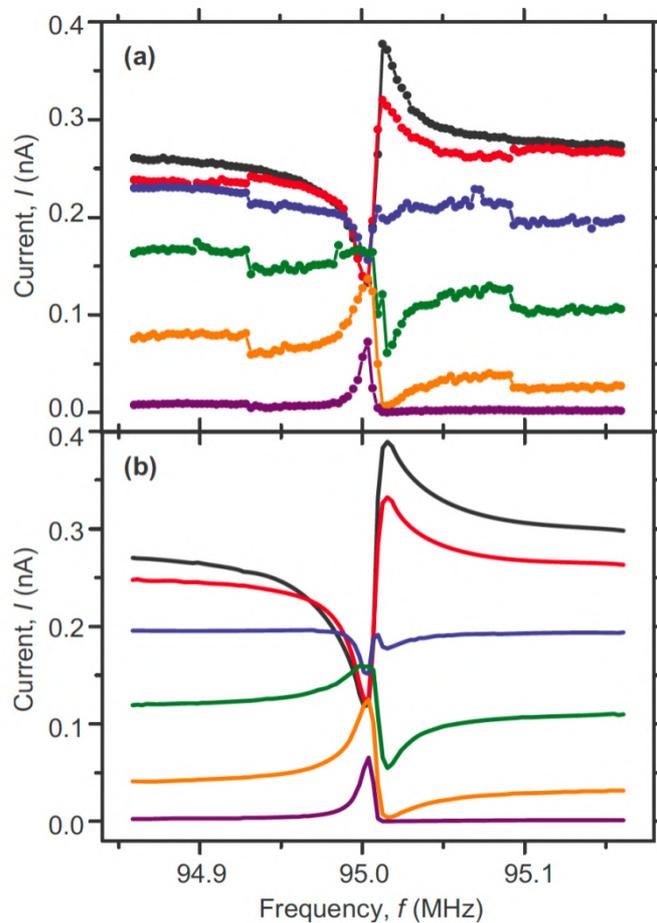


Рисунок 4.3 – Частотная зависимость тока SET при  $V_{ac} = -2,5$  В,  $V_{rf} = 0,32$  мВ, измеренная при нескольких значениях  $C_g V_g / e$ . (а) Отклик при  $C_g V_g / e = 0,5; 0,42; 0,65; 0,77; 0,85; 0,95$  (сверху вниз). (б) Соответствующие расчётные кривые.

Чувствительность SET к механическому перемещению можно оценить, установив изменение заряда острова, вызванного механическим перемещением, равным эквивалентному зарядовому шуму SET. Это дает значение  $\delta x = q_n d V_{dc} C_{gb} = 2 \times 10^{-13}$  м  $\text{Hz}^{1/2}$  на вольт  $V_{dc}$ , принимая  $x \ll d$  и типичный зарядный шум для Al SET  $q_n = 10^{-3} e / \text{Hz}^{1/2}$  на частоте 1 Гц [282]. Фактически, чувствительность к смещению несколько ниже из-за выпрямления высокочастотного сигнала на нелинейности тока SET. Среднеквадратичная амплитуда основной моды мостика, обусловленная тепловыми флуктуациями, оценивается по формуле  $\langle x_T^2 \rangle = k_B T / m \omega_0^2$ , где  $T$  – температура. Это дает значение  $(\sqrt{\langle x_T^2 \rangle} = 2,5 \times 10^{-13}$  м). Это значение пока недостижимо в настоящей установке при измерении постоянного тока.

Помимо обнаружения собственного механического резонанса, описанное устройство может быть использовано для спектроскопических измерений подвешенного зарядового кубита. Другим сложным экспериментом является наблюдение эффекта люминесценции в цепи, содержащей искусственный атом (зарядовый кубит), соединенный с высокочастотным механическим резонатором вместо обычно используемого оптического или микроволнового резонатора.

### **Наномеханический мостик в магнитном поле.**

Далее мы исследуем наномеханический мостик в сильном магнитном поле. Для возбуждения осцилляций используется магнитодвижущая сила [281]. В отличие от предыдущего эксперимента, здесь исследуется мостик без туннельных переходов. Мы характеризуем 4 мостика с различными параметрами (см. таблицу ниже), используя обычную схему магнитодвижущих измерений с помощью анализатора сети и малошумящего предусилителя, работающего при комнатной температуре. СВЧ сигнал с выхода анализатора цепей (VNA) подается в коаксиальную линию в верхней части криостата и поступает на чип через аттенюатор 20 дБ при 4 К. Переменный ток, протекающий через мостик в перпендикулярном внешнем магнитном поле  $B$ , приводит устройство в движение

благодаря силе Лоренца. В резонансе мостик рассеивает энергию, создавая провал в передаваемом сигнале, который по второй коаксиальной линии поступает на предусилитель комнатной температуры и затем на вход анализатора сети. Мощность, приложенная к мостикам, достаточно мала, чтобы поддерживать их в линейном режиме, как видно из резонансов, изображенных на рисунке 4.4 для мостика длиной 5 мкм.

Таблица 1. Физические параметры Al-резонаторов с различными размерами. Толщина мостика составляет 0,2 мкм за исключением узких мостиков  $w = 0,06$  мкм, толщина которых составляет 0,1 мкм. Резонансная частота  $f_0$  и добротность  $Q$  получены при  $T = 100$  мК.

$l \times w$ [мкм <sup>2</sup> ]	5×0,1	3×0,1	2×0,1	1×0,06	0,6×0,06
$f_0$ [MHz]	40,5	110	187	360	770
$Q$	120000	41000	16000	23000	2400
$C$	$3 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-5}$	$8 \times 10^{-5}$	$17 \times 10^{-5}$	
$v_F U$	0,05	0,09	0,08	0,09	

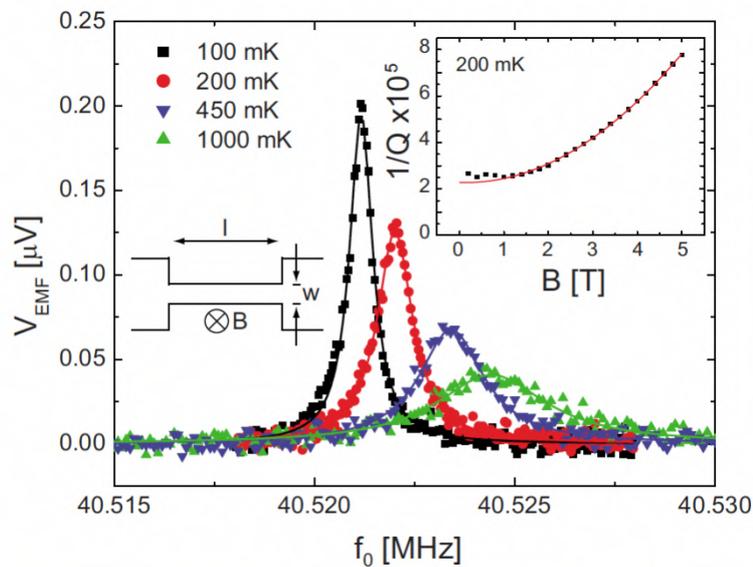


Рисунок 4.4 – Амплитуда индуцированной электродвижущей силы мостика длиной 5 мкм при  $B = 0,5$  Тл для различных температур. Сплошные линии представляют собой лоренцевские аппроксимации. На правой вставке показано затухание  $1/Q$  того же мостика как функция магнитного поля (черные квадраты). Зависимость  $B^2$ , ожидаемая от магнитодвижущей силы, показана в виде аппроксимации красной линии к экспериментальным данным. На левой вставке представлена схема расположения исследованных мостиков.

Электродвижущая сила, индуцированная на мостике, оценивается из измеренного прохождения как  $V_{EMF} = \sqrt{PZ}$ , где  $P$  – разница в мощности передаваемого сигнала в резонансе и вне резонанса, а  $Z = 50$  ом – импеданс высокочастотной линии.

$$|V_{EMF}|^2 = \frac{\left[ \frac{fl^2 \xi B^2 I}{2\pi m} \right]^2}{(f_0^2 - f^2) + \left( \frac{ff_0}{Q} \right)^2}, \quad (4.3)$$

где  $f_0$  – резонансная частота,  $Q$  – добротность,  $f$  – частота,  $m$  – эффективная масса мостика,  $B$  – магнитное поле,  $l$  – длина мостика,  $\xi = 0,831$  [283].

Магнитодвижущее демпфирование пропорционально импедансу движения, который масштабируется как  $B^2$ , поэтому оно доминирует в высоких магнитных полях и дает общую параболическую зависимость. Это подтверждается параболической аппроксимацией экспериментальных данных в диапазоне от 1 Тл до 5 Тл, показанной красной линией и экстраполированной на более низкие поля. Ниже 1 Тл затухание насыщается и отклоняется от параболической зависимости, что может быть связано с вкладом от зависящих от поля потерь во внешней цепи.

Теперь мы переходим к анализу возможных механизмов потерь в Al мостиках. Демпфирование  $1/Q$  можно разделить на внутреннее и внешнее как  $1/Q = 1/Q_{int} + 1/Q_{ext}$ . Для мостика длиной 5 мкм наблюдаемая параболическая зависимость затухания от магнитного поля (см. вставку рис. 4.4) связана с внешними потерями  $1/Q_{ext}$  в измерительной цепи, называемыми магнитодвижущим затуханием. Поскольку нас интересуют внутренние или зависящие от материала механизмы потерь  $1/Q_{int}$ , мы вычитаем эффект магнитодвижущего затухания из измеренных значений  $1/Q$  для всех мостиков. Кроме того, поскольку магнитодвижущее затухание масштабируется как  $\propto l^3$ , все измерения мостика длиной 5 мкм были проведены при 0,5 Тл.

Несколько внутренних механизмов, обсуждаемых в литературе, могут вносить вклад в диссипацию в наномеханических резонаторах при низких температурах. Было показано, что термоупругое демпфирование пренебрежимо мало при высоких частотах и низких температурах и поэтому не играет никакой роли в приведенных здесь измерениях. В металлах электрон-фононное рассеяние также может вносить вклад в демпфирование, но его вкладом в поликристаллических металлах обычно можно пренебречь из-за короткого среднего свободного пробега электронов. Потери на зажатие – это еще один вклад в затухание мостиков. Она зависит от соотношения сторон балки как  $(w/l)^3$  для смещения в плоскости, поэтому этот механизм потерь становится значительным для мостиков с высокой резонансной частотой, т.е. с малым соотношением сторон, как видно из таблицы 1. На основании данных, приведенных в таблице 1, мы пришли к выводу, что с помощью нашего метода можно изготавливать Al мостики с резонансными частотами выше 1 ГГц и добротностью, превышающей 1000.

Мы показали различные подвешенные металлические мостики, работающие в СВЧ диапазоне: (а) комбинированный наномеханический мостик с SET и (б) наномеханический мостик в сильном магнитном поле с частотой до 0,77 ГГц.

## **4.2 Квантовый режим акустического резонатора на поверхностных волнах**

В этом разделе мы изучаем другой подход к акустическим (механическим) системам, а именно к системам на поверхностных волнах. С помощью таких систем можно уйти в более высокие частоты, сохранив высокую добротность резонаторов. Но это требует сложной технологии изготовления. Мы продемонстрировали квантовый режим резонатора на поверхностных акустических волнах, показав вакуумное Раби-расщепление в результате взаимодействия со сверхпроводниковым искусственным атомом [284, 285]. Демонстрация квантового

режима физически сложна и технологически трудна, поскольку, в отличие от оптических резонаторов, наше устройство, работающее на поверхностных акустических волнах, должно иметь пространственно распределенные зеркала типа Брэгга, состоящие из массивов узких металлических полос. Ширина этих полосок и их пространственный шаг определяется субмикронными длинами акустических волн в микроволновом диапазоне. Наш резонатор взаимодействует с искусственным атомом с помощью решетчатого акустического приемника, расположенного в пучностях стоячих акустических волн, а сами волны возбуждаются и регистрируются с помощью микроволновых преобразователей. Эта работа прокладывает путь к реализации аналогов квантовых оптических явлений с фононами и может быть полезна в квантовой электронике на кристалле.

Квантовая акустодинамика (КАД) – это новое направление квантовой механики, изучающее взаимодействие акустических волн и фононов с квантовыми системами [286, 287, 288, 289, 290, 291] и особенно с искусственными квантовыми системами [17, 97, 106]. В последнее время квантовая акустика была сосредоточена на установлении квантового режима в фононных системах [292, 293, 294, 279]. Связь с вакуумным механическим режимом объемных акустических резонаторов была продемонстрирована в статьях [286, 295]. Хотя это было важным достижением, такой подход сложен для дальнейшего развития из-за проблем в реализации объемных резонаторов и их интеграции в двумерные схемы. Основная проблема заключается в том, что структура таких резонаторов неизбежно является трехмерной, и поэтому схема независимого подвода СВЧ излучения становится сложной, даже если устройство содержит несколько таких резонаторов. Как было недавно продемонстрировано в работе [288], эти проблемы можно решить, используя поверхностные акустические волны (ПАВ). Последние исследования уже продемонстрировали взаимодействие между кубитом и резонатором [287, 296] однако квантовый режим не был полностью достигнут. Чтобы достичь квантового режима в резонаторе ПАВ, необходимо преодолеть ряд физических и технологических проблем. В частности, чтобы превзойти тепловые флуктуации в рефрижераторах растворения по энергии фононов, акустические частоты должны

лежать в гигагерцовом диапазоне, что соответствует субмикронным длинам волн. Другая проблема – отсутствие зеркал подобных оптическим, которая решается изготовлением решеток типа Брэгга с огромным количеством нанометровых металлических полос. Это требует развития передовых методов нанотехнологий.

В данной работе мы успешно реализовали квантовый режим двумерного резонатора ПАВ, продемонстрированный с помощью вакуумного расщепления Раби с модой вакуумного резонатора. Исследуемая система представляет собой искусственный атом, расположенный с резонатором на кристалле кварца. Дальнейшее развитие приведет к реализации серии аналогов различных квантовых оптических эффектов в двумерном пространстве и может помочь в создании компактных элементов для квантовой информатики, особенно в гибридных устройствах, сочетающих преимущества оптических и сверхпроводящих квантовых технологий [297].

Поверхностные акустические волны на пьезоэлектриках долгое время использовались в компактных электронных элементах, работающих в мегагерцовом диапазоне, таких как радиочастотные фильтры, резонаторы, линии задержки и др. [298, 299, 300, 301, 302]. Одним из основных преимуществ планарных ПАВ-устройств является их малый размер, обусловленный низкой скоростью звука по сравнению с электромагнитными волнами и, следовательно, на пять порядков меньшей длиной волны для тех же частот. Недавно было показано, что сверхпроводящие искусственные атомы, успешно используемые для когерентного управления фотонами [303] и демонстрации квантовой оптики с одноквантовыми системами [90], также могут быть использованы для управления одиночными фононами и в более общем смысле для квантовой акустодинамики [287, 288, 304]. Следующим важным этапом должна стать демонстрация взаимодействия искусственного атома с квантованными модами резонатора.

Для описания нашего резонатора ПАВ, взаимодействующего с искусственным атомом, мы используем оптическую модель Джейнса-Каммингса, обычно описывающую атом в оптическом резонаторе, заменив операторы

рождения (уничтожения) фотонов на фононные  $b^\dagger(b)$ . При такой замене гамильтониан имеет вид [146]

$$H = \frac{\hbar\omega_a}{2}\sigma_z + \hbar\omega_r b^\dagger b + \hbar g(b^\dagger\sigma^- + b\sigma^+), \quad (4.4)$$

где  $\sigma_z$  – матрица Паули,  $\sigma^+(\sigma^-)$  – оператор рождения (уничтожения) возбужденного состояния двухуровневой системы. Первый член представляет двухуровневый атом с расщеплением энергии  $\hbar\omega_a$ , второй описывает резонатор ПАВ с резонансной частотой  $\omega_r$ , а третий – взаимодействие резонатора с атомом с силой связи  $\hbar g$ .

### Описание эксперимента и результаты

Наше устройство, показанное на рисунке 4.5, изготовлено на кварцевой подложке. Оно состоит из акустического резонатора со сверхпроводниковым искусственным атомом внутри. Резонатор представляет собой двумерный резонатор Фабри-Перо, образованный двумя Брэгговскими решетками, состоящими из 200 периодических полосковых электродов с периодом  $p$ , где  $p = 980$  нм [305, 306]. Для возбуждения и детектирования ПАВ мы добавляем два идентичных встречно-штыревых преобразователя (ВШП) внутри резонатора. Расстояние между решетками составляет  $225 \times p/2 = 110,7$  мкм. Порты ВШП состоят из 29 периодических одинаковых ячеек с периодом  $p$ . Каждая ячейка состоит из 2 электродов, каждый из которых соединен с решетками на противоположных сторонах. Расстояние между ВШП-портом и соседней решеткой составляет  $d_1 = (1 + 1/8)p$ . ВШП преобразует приложенное переменное напряжение в акустическую волну и формируется периодическим массивом чередующихся электродов с фиксированным рисунком на период. Мы используем две различные схемы ВШП с 2 и 3 электродами на период, как показано на рисунке 4.5. Кубит трансмон расположен между портами ВШП и состоит из СКВИД, зашунтированного емкостью ВШП. Кубит ВШП состоит из 18 ячеек. Он имеет 3

электрода на период  $p$ , что минимизирует его механическое отражение акустических волн, чтобы подавить паразитные резонансы, которые этот элемент мог бы вызвать в противном случае [298]. Длина всех электродов в нашем устройстве составляет  $W = 100$  мкм. Ширина электродов решеток и портов ВШП составляет  $p/4$ , а ширина электродов ВШП кубита –  $p/6$ .

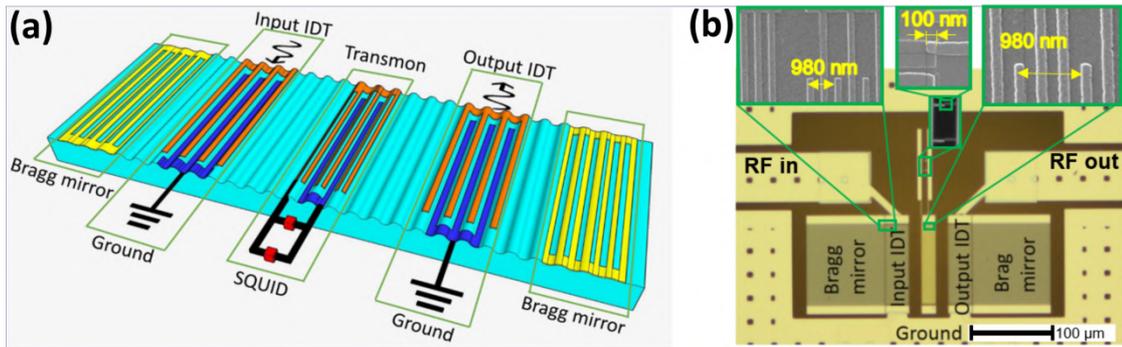


Рисунок 4.5 – Устройство. (а) Схематическое трехмерное изображение образца. Два одинаковых ВШП (вход и выход сигналов) и трансмон расположены внутри резонатора на ПАВ. (б) Оптические микрофотографии образца с вставками, показывающими увеличенные полосовые структуры и джозефсоновский переход, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM).

Устройство изготавливается в два этапа электронно-лучевой литографии: Первый этап – изготовление ВШП и решеток, второй этап – изготовление джозефсоновских контактов, используя стандартную технику двухуглового теневого напыления. Наиболее сложным процессом является литография решеток и ВШП, так как их полоски узкие – 170 нм, а длина составляет 100 мкм (соотношение сторон около 600), а общее количество полосок приближается к тысяче. Все структуры изготовлены из алюминия, а металлические полосы сформированы путем осаждения металла через маску из органического резиста с алюминиевым зонтом. Отработка технологии изготовления потребовала длительного времени.

Перестраиваемый двухуровневый искусственный атом состоит из СКВИДа, шунтированного структурой ВШП, играющей роль как емкости кубита, так и соединителя с ПАВ в резонаторе. Кубит ВШП имеет тот же период, что и порты и

зеркала ВШП, а его электроды расположены в предполагаемых пучностях стоячей акустической волны в резонаторе. Расчетная емкость кубита составляет  $C_S \approx 90$  фФ, что соответствует энергии заряда  $E_C/h = 0,21$  ГГц, где  $E_C = e^2/2C_S$ . СКВИД состоит из двух джозефсоновских переходов с максимальной джозефсоновской энергией  $E_{J0}/h = 17$  ГГц. Энергия кубита контролируется магнитным полем окружающего соленоида, которое настраивает эффективную джозефсоновскую энергию  $E_J$  СКВИДа. Отношение  $E_{J0}/E_C = 80$  определяет режим трансмона и энергию перехода от первого возбужденного состояния к основному  $E_{01} \approx \sqrt{8E_J E_C} - E_C$ .

Скорость распространения ПАВ при низких температурах в кварце составляет  $v \approx 3,16$  км/с [304]. Периодичность полос ВШП составляет  $p = 980$  нм, а зеркал Брэгга –  $p/2$ , что определяет оптимальную длину волны и частоту ПАВ:  $\lambda = p$ ,  $\omega_0/2\pi \approx 3,2$  ГГц. Каждый элемент нашего образца имеет конечную частотную полосу ВШП, определяемую его геометрией. Рассчитанные частотные характеристики различных элементов представлены на рисунке 4.6, и полученная полоса ВШП резонатора ограничена Брэгговскими зеркалами примерно до 33 МГц.

Все описанные ниже измерения проводятся в рефрижераторе растворения при базовой температуре 20 мК. Энергия тепловых флуктуаций значительно ниже энергии фононов, которая составляет  $\hbar\omega_0/k_B = 150$  мК. Для измерения акустического отклика мы используем тот же метод и ту же измерительную схему, что и в экспериментах по квантовой оптике со сверхпроводящими искусственными атомами, описанных, например, в ссылке [290, 144]. Электромагнитные волны передаются от векторного анализатора цепи (VNA) по коаксиальным кабелям и затем по копланарной линии на кристалле к входному порту ВШП, где они преобразуются в ПАВ в резонаторе. Стоячие ПАВ преобразуются в электромагнитные волны через выходной порт ВШП. Затем сигнал усиливается и измеряется VNA.

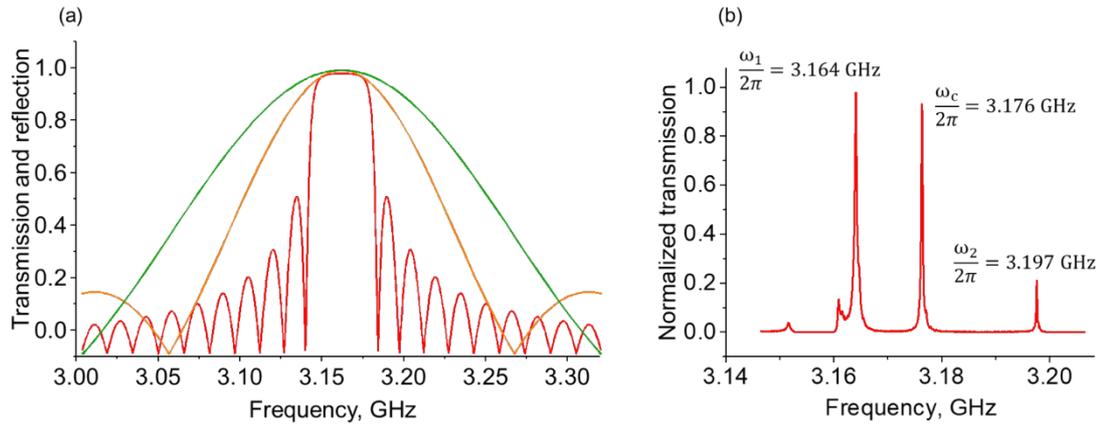


Рисунок 4.6 – Частотные характеристики. (а) Рассчитанные частотные характеристики различных элементов схемы. Коэффициент отражения брэгговского зеркала (красная линия) имеет ширину основного максимума  $\Delta F_m = 33$  МГц. Зеленая и желтая кривые соответствуют смоделированной частотной зависимости абсолютных значений амплитуд передачи для сигнала, подаваемого на входной IDT (желтый) или IDT кубита (зеленый). Соответствующие полосы пропускания составляют  $\Delta F_{IDT} = 95$  МГц и  $\Delta F_q = 143$  МГц. (б) Измеренное пропускание через резонатор SAW. Центральный пик соответствует режиму SAW, взаимодействующему с кубитом, поскольку его IDT-электроды расположены в пучностях акустического поля для этого режима.

Сначала мы проводим измерение амплитуды пропускания через резонатор, которое показано на рисунке 4.6. В этом измерении кубит не настроен на частоту резонатора. Мы находим три резонанса с частотами  $\omega_1/2\pi = 3,164$  ГГц,  $\omega_0/2\pi = 3,176$  ГГц и  $\omega_2/2\pi = 3,197$  ГГц. Полная ширина-на-полувысоте (FWHM) пика мощности при  $\omega_0$  составляет  $\Delta\omega/2\pi = 0,332$  МГц.

Далее мы показываем взаимодействие между кубитом и резонатором ПАВ в квантовом режиме. Для этого мы отслеживаем комплексную амплитуду пропускания  $t$  через резонатор на частоте  $\omega_0$  как функцию магнитного поля, прикладывая слабую мощность, чтобы эффективное число фононов в резонаторе было меньше единицы. Пик пропускания демонстрирует периодические антикроссинги с периодом, соответствующим кванту потока через петлю СКВИДа. Типичный антикроссинг показан на рисунке 4.7. Антипересечение демонстрирует взаимодействие двухуровневой системы с резонатором ПАВ и исчезает с

увеличением амплитуды возбуждения, как и ожидалось. Также, проверив, что на картину антикроссинга не влияет уменьшение амплитуды драйва, мы убедились, что в резонаторе действительно меньше одного фотона.

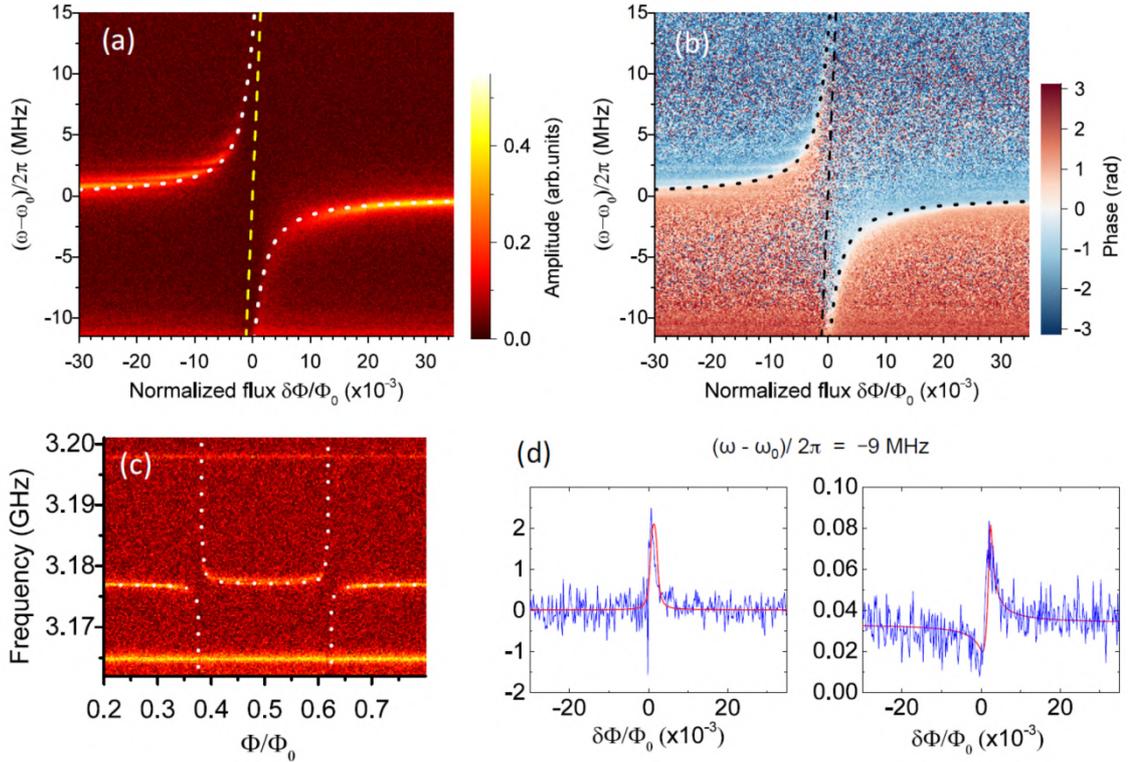


Рисунок 4.7 – Взаимодействие кубита с акустическим резонатором. Левая и правая панели представляют амплитуду ( $|t|$ ) и фазу ( $\arg(t)$ ) коэффициента передачи  $t$  через ПАВ-резонатор в окрестности резонаторной частоты  $\omega_0$ . Антипересечение демонстрирует взаимодействие между кубитом и резонатором, когда они находятся в резонансе. Пунктирная линия – ожидаемая энергия кубита без взаимодействия. Точечная линия – рассчитанное расщепление энергии согласно уравнению (4.5) при  $g/2\pi = 13$  МГц.

Чтобы найти энергетическое расщепление этого антикроссинга для самого низкоэнергетического возбуждения, мы используем следующую формулу:

$$E_{\pm} = \frac{\hbar(\omega_0 + \omega_q) \pm \hbar\sqrt{(\omega_0 - \omega_q)^2 + 4g^2}}{2}, \quad (4.5)$$

найденную из диагонализации гамильтониана из уравнения (4.4). Используя эту функцию, мы получаем константу связи  $g/2\pi = 13$  МГц из подгонки нашего спектра антикроссинга, как показано на рисунке 4.7. Это означает, что полное расщепление составляет  $2g/2\pi = 26$  МГц, что укладывается в полосу ВШП резонатора  $\Delta F_m = 33$  МГц. Отметим также, что расщепление не происходит на соседних модах резонатора. Причина в том, что в отличие от центральной моды ( $\omega_0$ ), эти моды ( $\omega_1, \omega_2$ ) соответствуют стоячим волнам в резонаторе с узлами в местах расположения электродов кубита.

В нашем следующем измерении, используя взаимодействие кубита с резонатором ПАВ, мы применяем метод дисперсионного считывания, известный из схемы КЭД [146] для характеристики энергий кубитов. Контролируя амплитуду пропускания через резонатор при  $\omega_0$ , мы проводим развертку второго тона зонда  $\omega_p$  и находим картину с одной хорошо различимой линией резонанса кубита, соответствующей энергии перехода кубита  $E_{10}$ , см. рисунок 4.8. Мы также наблюдаем переход  $E_{12}$ , а также некоторые переходы более высокого порядка. Картина периодична по приложенному полю с периодом кванта потока  $\Phi_0$  через СКВИД. Измеренные энергии кубитных переходов хорошо согласуются с нашими ожиданиями. Отметим, что требуемое возбуждение кубита в широком диапазоне частот происходит за счет слабой, но конечной электрической связи входного ВШП с кубитом. Из нашего моделирования емкости, мы обнаружили, что эффективная емкость кубита составляет  $C_g \approx 0,1$  фФ.

Скорость релаксации кубита  $\Gamma_1/2\pi \approx 10$  МГц (в предположении отсутствия чистой дефазировки, обычно характерного для трансмонов) определяется из собственной ширины спектральной линии кубита при измерении ее в дисперсионном режиме немного в стороне от резонансной точки при низкой мощности. В антикроссинге ширина спектральных линий вблизи резонанса, определяемого релаксацией кубита ( $\Gamma_1/2$ ), оказывается приблизительно равной 5 МГц.

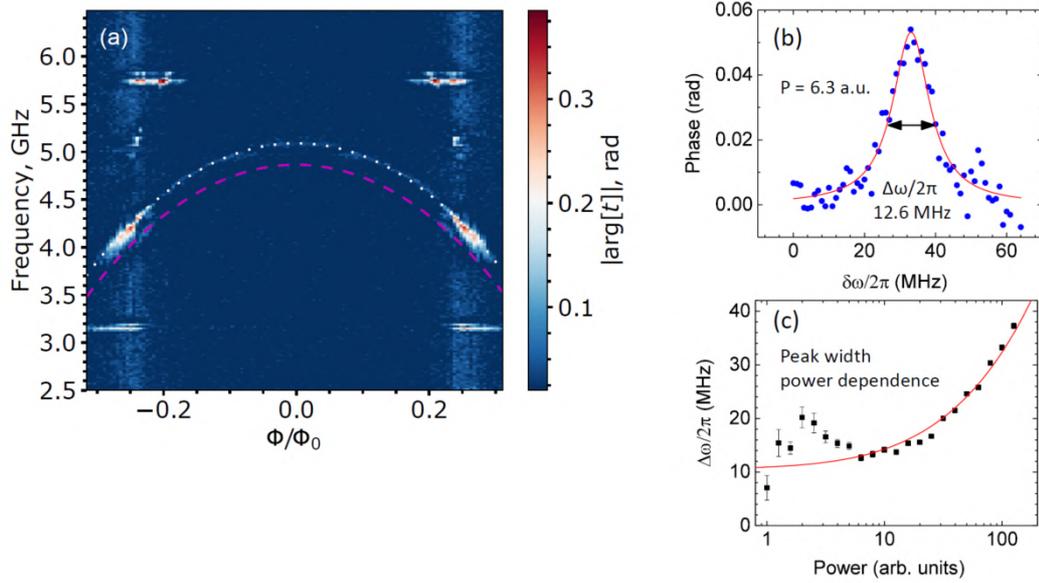


Рисунок 4.8 – Двухтоновая спектроскопия. Сдвиг фазы передачи сигнала первого тона показан цветом. Вертикальная ось соответствует частотной развертке второго тона. Горизонтальная ось соответствует магнитному потоку через СКВИД. Пунктирные линии – кривые, полученные из расчета собственных состояний гамильтониана кубита (уравнение (4.4)):  $E_{01}$  (красный),  $E_{12}$  (белый). Акустический резонанс также наблюдается на частоте 3,176 ГГц. Имеются также следы некоторых других линий, соответствующих процессам более высокого порядка. Из подгонки  $E_{01}$  мы получаем энергию заряда кубита  $E_C = 0,21$  ГГц и максимальную джозефсоновскую энергию  $E_{J0} = 17,4$  ГГц, что хорошо согласуется с нашими ожиданиями.

Теперь мы независимо оценим связь  $g$  кубита с резонатором согласно  $\hbar g = \zeta e V_0$  [287], где  $\zeta = (E_J/2E_C)^{1/4}$  – около двойки,  $e$  – элементарный заряд и  $V_0$  – напряжение, индуцированное нулевыми колебаниями моды ПАВ. Мощность акустической волны с амплитудой  $\phi_0$ , передаваемой на расстоянии  $W = 100$  мкм составляет:  $P = \frac{\omega W \epsilon_\infty |\phi_0|^2}{2K^2}$ , где  $\omega = 3,1$  ГГц – частота волны,  $\epsilon_\infty = 5 \times 10^{-11}$  Ф/м – емкость одноэлектродного одноапертурного преобразователя за период,  $K^2 = 0,0012$  – пьезоэлектрическая константа связи. Энергия нулевых флуктуаций в акустическом резонаторе:  $E_{res} = 2PL_{eff}/v = \hbar v/2$ , где  $L_{eff} = 146$  мкм – эффективная длина резонатора, а  $v = 3,16$  км/с – скорость распространения ПАВ. Эти формулы позволяют получить значение эффективной амплитуды стоячей акустической волны  $\phi_0$ . Однако, поскольку кубит расположен в противоположащих

узлах ПАВ, фактическая амплитуда волны составляет  $2\phi_0$ . Но из-за размеров электродов они не располагаются точно в пучностях, а распределены в пространстве. Для нашей геометрии с тремя электродами на период, мы умножаем амплитуду на 0,7. Другой эффект, который необходимо учитывать, заключается в том, что ПАВ экспоненциально затухает в зеркалах резонатора. Это означает, что амплитуда ПАВ между зеркалами на самом деле в 1,07 раз больше, чем средняя амплитуда. Учитывая все эти замечания, вычислим  $V_0$ :  $V_0 = \phi_0 \times 2 \times 0,7 \times 1,07 = \sqrt{\frac{h\nu K^2}{\pi L_{eff} W \epsilon_\infty}} \times 0,75 = 3,34 \times 10^{-8}$  В, и  $g/2\pi = 12$  МГц, что находится в полном согласии с экспериментально измеренным значением.

Наконец, чтобы лучше понять точный механизм возбуждения нашей системы, мы рассмотрим два члена в полном гамильтониане: (i) возбуждение акустического резонатора через ВШП:  $H_{ac} = \hbar\Omega_{ac}(b^\dagger + b)\cos\omega t$  и (ii) электрическое возбуждение кубита:  $H_{el} = \hbar\Omega_{el}(\sigma^+ + \sigma^-)\cos\omega t$ , где  $\Omega_{ac}$  и  $\Omega_{el}$  – амплитуды акустического и электрического возбуждений соответственно. Акустическая амплитуда в резонансе может быть найдена как  $\hbar\Omega_{ac} = \mu_{ac}V$ , где  $\mu_{ac} = C_{ВШП}V_0$  ( $\approx 0,025 e$ ) – это связь между напряжением  $V$ , приложенным к входу ВШП, и амплитудой возбуждения резонатора  $\Omega_{ac}$ . Электрическая связь между ВШП и кубитом может быть выражена как  $\hbar\Omega_{el} = \mu_{el}V$ , где  $\mu_{el} = C_g V_q$  и  $V_q = 2e\zeta/C_\Sigma$  – потенциал, индуцированный в трансмоне из-за перехода одной куперовской пары. Подставляя эти числа, находим  $\mu_{el} = \frac{2eC_g}{C_\Sigma} \approx 0,002e$ . Это означает, что в резонансе электрическая связь слабее акустической ( $\mu_{ac}/\mu_{el} \approx 13$ ).

Таким образом, мы экспериментально продемонстрировали взаимодействие между искусственным атомом и ПАВ-резонатором. Полученный результат является важной вехой для будущей реализации эффектов квантовой акустики, дуальных квантовой оптике [160], а также для создания компактных устройств квантовой информатики [307].

### 4.3 Фононный кристалл

Квантовый режим работы ПАВ-резонатора был уже описан в предыдущем разделе диссертации [284]. В этом разделе мы демонстрируем Раби-расщепление, вызванное искусственным атомом, связанным с различными модами резонатора. Мы изучаем природу этих мод.

Мы исследуем гибридную систему – искусственный атом, связанный одновременно с двумя объектами различной природы (акустической и электромагнитной) фононным кристаллом и одномерной линией передачи электромагнитных волн [308]. Мы используем уникальное свойство сверхпроводниковых квантовых систем: с их помощью можно легко достичь режима сильной связи с макроскопической системой и даже несколькими из них [268]. Другими словами, наша квантовая система является медиатором между фононным кристаллом и копланарной линией передачи, как показано на рисунке 4.9(a, b). В отличие от предыдущих экспериментов, мы нашли спектр атома, взаимодействующего с одним фононным кристаллом без дополнительных элементов (например, зеркал), путем измерения рассеянных электромагнитных волн. В спектре обнаружено резонансное когерентное взаимодействие атома с несколькими модами фононного кристалла с наиболее сильной связью с атомом.

Схема нашего устройства показана на рисунке 4.9. Оно изготовлено на пьезоэлектрической подложке ST-х из кварца. Устройство состоит из кубита-трансмона [106], связанного емкостью с микроволновой линией передачи. Шунтирующая емкость трансмона имеет форму ВШП с электродами в виде длинных металлических полос. Таким образом, величина емкости ( $C_q \approx 14$  фФ) пропорциональна количеству электродов и их длине  $W$ . С другой стороны, ориентация ВШП и его периодичность  $a \approx 0,95$  мкм выбраны таким образом, чтобы генерация ПАВ была наиболее эффективной на частотах, близких к  $f_{ac} \approx 3,3$  ГГц. Основная частота ПАВ приблизительно определяется как  $f_{ac} \approx v/a$ , где  $v = 3,16$  км/с – скорость ПАВ для кварца. Оба электрода емкости также соединены

через СКВИД для контроля энергии кубита, который состоит из двух джозефсоновских переходов размером  $100 \times 100 \text{ нм}^2$ .

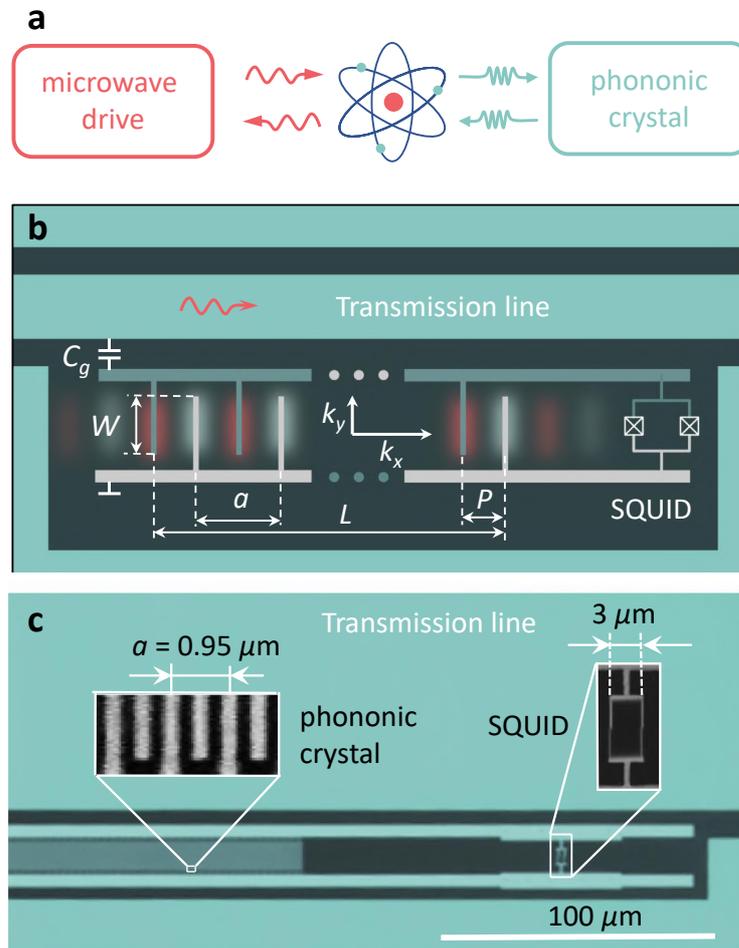


Рисунок 4.9 – Устройство. (а) Блок-схема системы. Искусственный атом одновременно соединен с электромагнитной и акустической системами. Микроволновые фотоны возбуждают искусственный атом (кубит). Атом, в свою очередь, генерирует фононы в фононном кристалле. (б) Схематическое изображение образца. Электромагнитные волны распространяются через копланарную линию передачи (желтый цвет) и взаимодействуют с искусственным атомом в форме трансмона (синий и зеленый цвета) благодаря связи через емкость  $C_g$ . (с) Микрофотография образца.

Периодическая структура фононного кристалла образована металлическими полосами, каждая из которых действует как дополнительная масса

на поверхности кварца. Таким образом, скорость распространения ПАВ под электродами примерно на два процента меньше, чем на свободной поверхности между ними [306]. Это обеспечивает модуляцию эффективного показателя преломления  $n$  на 1,02, образуя кристаллическую решетку. Разрешенные моды в кристалле – плоские блоховские волны с сильно измененным законом дисперсии для длин волн, близких к удвоенному периоду кристаллической решетки  $P$  (половина периода электрического ВШП), соответствующему краю первой зоны Бриллюэна. Групповая скорость волны намного меньше скорости звука, и поэтому волны эффективно ограничены в пределах решетки. Следовательно, фононный кристалл с числом периодов  $N$  действует подобно резонатору для колебаний на соответствующих квантованных частотах.

ВШП генерирует ПАВ, распространяющиеся в продольном ( $x$ ) направлении, характеризуемом волновым вектором  $k_x$ , и поперечной ( $y$ ) составляющей, характеризуемой волновым вектором  $k_y$ . В отличие от резонаторов со 100% зеркалами, волны не отражаются на границах, а могут свободно распространяться наружу. Поэтому разрешенные моды являются квазинормальными (КНМ), а не нормальными как в резонаторах.

Гамильтониан нашей гибридной системы

$$H = \frac{\hbar\omega_a}{2}\sigma_z + \sum_{ij} \hbar\omega_{ij}b_{ij}^\dagger b_{ij} + \sum_{ij} \hbar g_{ij}(\sigma^+ b_{ij}^\dagger + \sigma^- b_{ij}), \quad (4.6)$$

где  $\hbar\omega_a$  – расщепление двухуровневой системы,  $g_{ij}$  – связь к  $ij$ -ой моде фононного кристалла с частотой  $\omega_{ij}$  и  $b_{ij}$  ( $b_{ij}^\dagger$ ) оператор уничтожения (рождения) фононов в квазинормальной моде кристалла. Система связана со многими модами фононного кристалла. Нас интересуют моды с высокой добротностью. В таком случае операторы могут быть аппроксимированы операторами рождения/уничтожения фонона в квантованной системе, и уравнение (4.6) становится идентичным

гамильтониану двухуровневой системы, связанной с несколькими квантованными модами гармонических осцилляторов.

Наш эксперимент проводится при базовой температуре  $T \approx 15$  мК рефрижератора растворения, так что тепловые флуктуации значительно ниже энергии поверхностных акустических фононов гигагерцового диапазона. Мы реализуем измерительную схему, используемую для экспериментов по квантовой оптике со сверхпроводящими искусственными атомами, описанную, например, в работах [102, 106]. Электромагнитные волны передаются от векторного анализатора через коаксиальные кабели и набор аттенюаторов, подавляющих черное тело комнатной температуры, а затем через копланарную линию на кристалле, в которой реализован наш искусственный атом. В результате взаимодействия атома с волнами происходит рассеяние распространяющихся волн, обнаруживаемое как изменение фазы и амплитуды передаваемого сигнала вблизи резонансной частоты кубита. Метод измерения спектроскопии искусственного атома, сильно связанного с линией передачи, путем рассеяния распространяющихся электромагнитных волн описан в работе [90]. Затем сигнал усиливается криогенными усилителями и усилителями при комнатной температуре и измеряется векторным анализатором.

Типичная экспериментальная кривая амплитуды пропускания показана на рисунке 4.10(a). Она имеет провал, поскольку атом рассеивает излучение обратно на резонансных частотах. Углубление более чем на 50% по мощности демонстрирует сильный режим связи нашего атома с открытой линией передачи. Измеряя такие кривые для различных значений тока в магнитной катушке, мы находим энергетический спектр кубита. Спектральная картина периодична по току с периодом, равным одному кванту магнитного потока через петлю СКВИД. Типичный спектр как функция магнитного поля показан на рисунке 4.10(b).

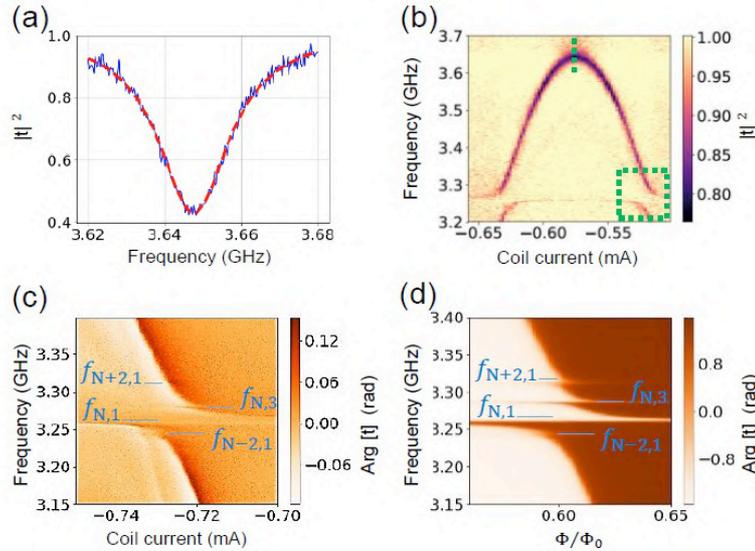


Рисунок 4.10 – Однотонная спектроскопия. (а) Экспериментальная кривая (синяя) амплитуды пропускания с провалом на частоте перехода кубита – аппроксимируется лоренцевской кривой (красная кривая). (б) Энергетический спектр кубита. Зеленая вертикальная линия показывает область, где были измерены данные для графика (а). Зеленый пунктирный прямоугольник представляет собой область спектральных расщеплений линий, более подробно показанных на графике (с). (с) Расщепления спектральных линий, демонстрирующие взаимодействие между кубитом и четырьмя квазинормальными модами фононного кристалла на четырех частотах. (д) Расчётная фаза пропускания.

В области частот, близких к  $f_{ac} \approx 3,3$  ГГц, мы обнаружили набор из четырех антикроссингов. Они хорошо видны на двумерном графике на рисунке 4.10(с). На графике видна сильная связь между кубитом и квазинормальными модами фононного кристалла. Частоты мод составляют 3,244, 3,264, 3,283 и 3,313 ГГц с расщеплениями, соответствующими силе связи  $g/2\pi$ , 8, 39, 9 и 4 МГц соответственно.

Чтобы дополнительно подтвердить наличие квазинормальных мод и посмотреть, как они зависят от параметров системы, мы также изготовили и измерили дополнительный контрольный образец с четырьмя искусственными атомами с ВШП различной периодичности  $a_1 \approx 0,95$  мкм,  $1,1$  мкм,  $a_2 \approx 1,0$  мкм,  $a_3 = a_4 \approx 0,95$  мкм. Соответствующий график показан на рисунке 4.11. Три кубита демонстрируют набор расщеплений в своих спектрах на частотах,

соответствующих рассчитанным квазинормальным модам. Один из контрольных кубитов не имеет антикроссинга, так как отстроен так, что максимальная частота ниже его акустической моды 3,26 ГГц.

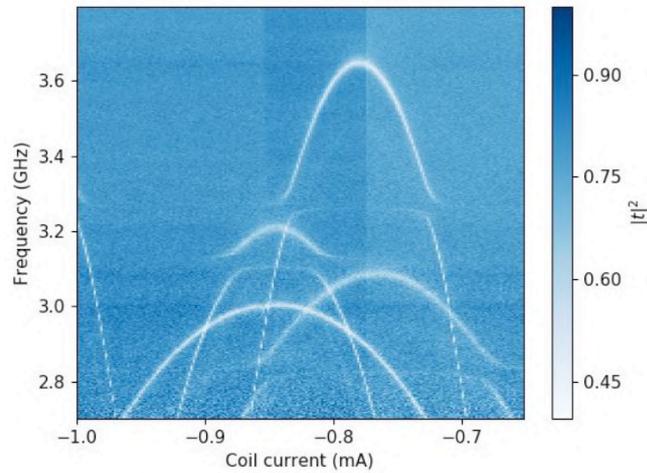


Рисунок 4.11 – Спектр контрольного образца, в котором кубиты сконструированы с тремя различными периодами фононного кристалла:  $a_1 \approx 0,95$  мкм, 1,1 мкм,  $a_2 \approx 1,0$  мкм,  $a_3 = a_4 \approx 0,95$  мкм. Три из этих кубитов демонстрируют взаимодействие с квазинормальными модами на предсказанных частотах около 3,1 ГГц, 3,3 ГГц и 2,8 ГГц. Спектр четвертого кубита ниже частоты его механической моды, и, следовательно, он не имеет антикроссинга.

Теперь мы проанализируем экспериментальные результаты. Ширина нашего образца составляет примерно 10 длин волн, и соответствующая дифракционная расходимость должна была привести к быстрой потере энергии и очень низкой добротности системы. Экспериментально полученная добротность  $Q \sim 1000$  указывает на то, что моды ограничены по обоим направлениям ( $x$  и  $y$ ) на поверхности. Объяснение этому следующее: волны, движущиеся в продольном направлении, испытывают полное внутреннее отражение. Действительно, простые оценки показывают индекс преломления на границе из-за металлических границ  $n_{eff} \approx 1,013$  (металлическая пленка не сплошная). Значит угол полного внутреннего отражения  $\alpha_c \approx \text{asin } 1/n_{eff} = 81^\circ$ . Обозначим продольные ( $x$ ) и поперечные ( $y$ ) квазинормальные моды  $i$  и  $j$ , а соответствующие волновые вектора

$k_x$  и  $k_y = \pi j/W$ . При условии  $\alpha > \alpha_c$ , где  $\alpha = \text{atan}(k_x/k_y)$  – угол падающей волны, а  $k_x \approx 2\pi/a$ . Мы находим, что  $j \leq 3$ .

Наибольшая связь ожидается к моде с частотой самой близкой к  $f_{ac}$ . Связь к  $ij$ -моде может быть записана в виде

$$\hbar g_{ij} = v_0 C_{IDT} V_{ij}, \quad (4.7)$$

где  $v_0 = \left\langle 0 \left| \frac{\partial H}{\partial q} \right| 1 \right\rangle$ ,  $v_0 = (2E_c)^{3/4} E_J^{1/4} / e$  для трансмона, а  $V_{ij}$  – потенциал  $ij$ -ой моды, возбуждаемой в ВШП. Важно отметить, что эта величина зависит от распределения амплитуд смещений внутри решетки, которая для  $ij$ -ой моды находится из моделирования [308]. Результаты расчетов показаны на рисунке 4.12. На рисунке рисунке 4.12(а) показаны частоты и коэффициенты добротности нескольких мод, близких к  $f_{ac}$ . Синие точки соответствуют набору квазинормальных мод  $f_{i,1}$ . Оранжевые точки соответствуют режиму  $f_{N,3}$ . Три моды  $f_{N,1}$ ,  $f_{N+1,1}$  и  $f_{N,3}$ , которые находятся ближе всего к зазору, имеют самые высокие коэффициенты качества около 1500. Для мод, удаленных от зазора, коэффициенты качества быстро уменьшаются, что хорошо согласуется с шириной экспериментально наблюдаемых резонансных провалов (черная кривая на вставке) на отраженном от кристалла сигнале.

Мы находим соответствие между экспериментально измеренными (рисунке 4.10(с)) и смоделированными модами с частотами  $f_{N-2,1} = 3,244$  ГГц,  $f_{N,1} = 3,262$  ГГц,  $f_{N,3} = 3,287$  ГГц,  $f_{N+2,1} = 3,313$  ГГц. Расчетная сила связи  $\frac{1}{2\pi} g_{N-2,1} \approx 16$  МГц,  $\frac{1}{2\pi} g_{N,1} \approx 49$  МГц,  $\frac{1}{2\pi} g_{N,3} \approx 16$  МГц и  $\frac{1}{2\pi} g_{N+2,1} \approx 5$  МГц. Рассчитанные  $g_{ij}$  находятся в хорошем согласии с экспериментом по своим относительным значениям. Таким образом, подход квазинормальных мод правильно предсказывает распределения поля. С другой стороны, все связи несколько выше, чем экспериментальные. Мы предполагаем, что это результат наших приближений геометрического фактора.

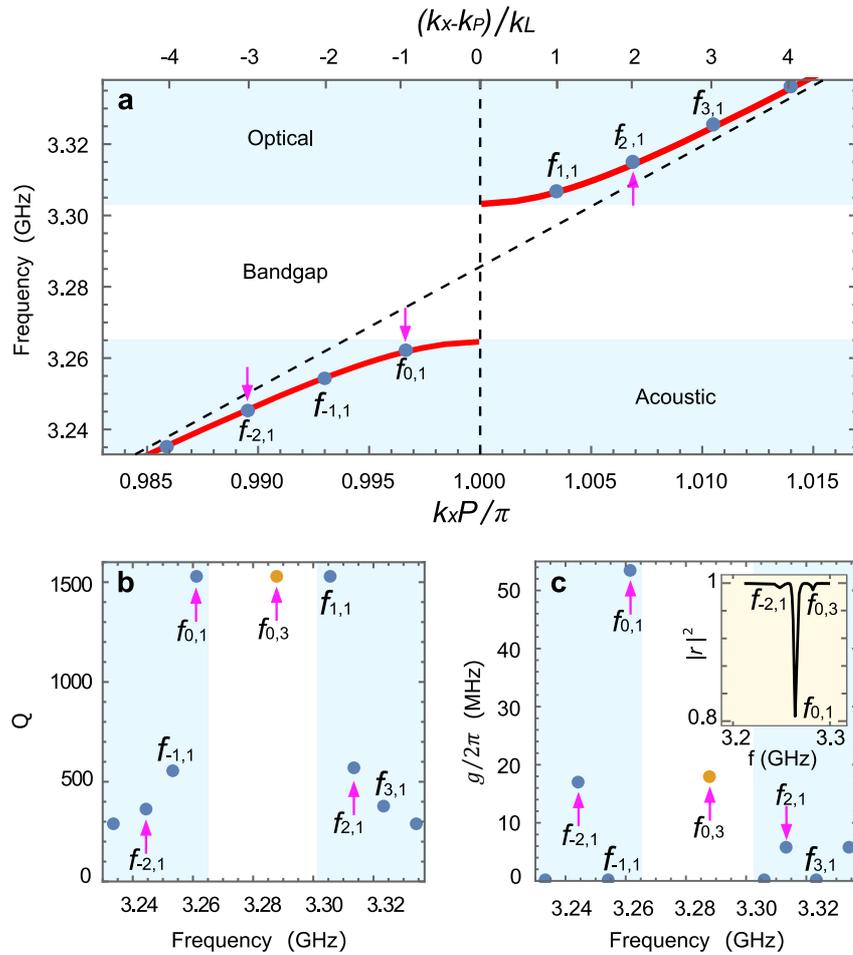


Рисунок 4.12 – Рассчитанные параметры мод. (а) Поведение дисперсионной кривой фононов (красная) вблизи первого края зоны Бриллюэна. Пурпурные стрелки показывают экспериментально наблюдаемые частоты. (b,c) Добротность (b) и константа силы связи (c) для набора квазинормальных мод вблизи запрещенной зоны (белый прямоугольник). Экспериментальная амплитуда сигнала, полученного из фононного кристалла той же геометрии и измеренная в отдельном эксперименте, показана на вставке. Экспериментальные  $Q$ -факторы, извлеченные из ширины этих провалов.

Для моделирования сигнала, показанного на рисунке 4.12(c), решаем квантовое кинетическое уравнение и находим мат. ожидание оператора, поскольку оно определяет амплитуду электромагнитной волны, рассеянной от атома. Коэффициент передачи определяется как  $t = 1 - \langle \sigma^- \rangle$ . Гамильтониан и операторы уничтожения строятся с использованием рассчитанных для квазинормальных мод сил связи  $g_{i,j}$ , частот  $f_{i,j}$  и добротности  $Q_{i,j}$  (см. рис. 4.12(a)). Мы также используем

скорость распада кубита  $\Gamma_q / 2\pi = 21$  МГц, полученную из спектральных измерений. На рисунке 4.10(d) показана фаза для смоделированной передачи, которая находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Таким образом, мы экспериментально продемонстрировали взаимодействие между кубитом и фононным кристаллом на ПАВ. В нашей схеме мы измеряем не непосредственно моды фононного кристалла, а рассеяние электромагнитных волн на двухуровневом искусственном атоме, сильно связанном с кристаллом. Мы обнаружили когерентное взаимодействие атома с четырьмя квазинормальными модами кристалла. Квазинормальные моды и их свойства найдены из независимых расчетов. Наши результаты вносят вклад в фундаментальную квантовую акустику. Такая схема полезна для акустодинамики, так как упрощает схему и позволяет уменьшить шунтирующую емкость до удобных значений.

#### 4.4 Выводы к главе 4

1. Была разработана технология и изготовлены подвешенные металлические мостики с размерами от нескольких микрон до 0,6 мкм в длину. Такие мостики имеют резонансные частоты механических осцилляций от десятков мегагерц до 0,77 ГГц. Были изучены различные физические свойства таких мостиков, их поведение без магнитных полей и в сильных магнитных полях.

2. Разработана технология изготовления акустических резонаторов на поверхностных волнах на частотах 3 ГГц. Впервые реализована сильная связь между акустическим резонатором ПАВ и сверхпроводниковой квантовой системой. Продемонстрирован квантовый режим – связь между двухуровневой системой и резонатором с одним фотоном. Эксперимент закладывает основу для квантовой акустодинамики.

3. Реализован фононный кристалл на поверхностных акустических волнах в квантовом режиме. Продемонстрированы моды фононного кристалла на периодической системе встречно-штыревых преобразователей на поверхности пьезоэлектрика (кристалл кварца).

## **5 Когерентные явления на эффекте проскальзывания фаз в сверхпроводниках**

Глава посвящена исследованию одного из последних оставшихся нереализованным эффектов фундаментальной сверхпроводимости – когерентного квантового проскальзывания фазы (CQPS – Coherent Quantum Phase Slip). Впрямую продемонстрированы: CQPS по суперпозиции квантов магнитного потока в сверхпроводящем колечке с нанопроволочкой, интерференция двух тунельных CQPS амплитуд, реализован нестационарный CQPS эффект. Все эксперименты базируются на взаимодействии СВЧ излучения с квантовыми системами, а квантовые системы в основе имеют CQPS элемент вместо джозефсоновского перехода. Один из основных инструментов – спектроскопия квантовых систем на основе CQPS.

### **5.1 Суперпозиция квантов магнитного потока в колечке с нанопроволочкой**

Спустя сто лет после открытия сверхпроводимости одно фундаментальное предсказание все еще не было подтверждено экспериментально: когерентное квантовое проскальзывание фазы – явление, которое в точности дуально [138] эффекту Джозефсона. В то время как эффект Джозефсона представляет собой когерентный перенос зарядов между сверхпроводящими контактами [309, 310], его аналог – квантовое проскальзывание фазы – представляет собой когерентный перенос вихрей или потоков через сверхпроводящую проволочку. В отличие от некогерентного фазового проскальзывания, которое давно известно [311, 312, 313,

314, 315], когерентное проскальзывание фаз было лишь предметом интенсивных теоретических исследований [316, 317, 318, 319]. Возможной трудностью для экспериментальной демонстрации является диссипация квазичастиц из-за подавления сверхпроводящей щели в нанопроволочках или в вихрях. Эта проблема может быть преодолена путем использования определенных сильно неупорядоченных сверхпроводников вблизи перехода сверхпроводник-изолятор. Здесь мы показываем первое прямое наблюдение CQPS в сильно неупорядоченной сверхпроводящей проволочке из оксида индия ( $\text{InO}_x$ ), вставленной в петлю, где CQPS проявляется в виде суперпозиции квантовых состояний с различным числом потоков [137]. Подобно эффекту Джозефсона, наш результат, как ожидается, приведет к новым приложениям в сверхпроводниковой электронике и квантовой метрологии [138, 317, 318].

Проскальзывание фазы в сверхпроводящих проволочках приводит к ненулевому сопротивлению [309, 320]. При низкой температуре остаточное сопротивление узких проволочек можно интерпретировать как свидетельство некогерентного квантового проскальзывания фазы. Однако эта интерпретация является спорной, поскольку трудно исключить электронный нагрев. Mooij и Harmans предложили [137] другую схему обнаружения, в которой проскальзывание фазы изменяет число квантов потоков в сверхпроводящей петле [316, 321], что приводит к их суперпозиции. Здесь мы показываем успешную реализацию этой идеи с использованием колечек из сильно неупорядоченных сверхпроводящих пленок  $\text{InO}_x$ .

Начнем с рассмотрения сверхпроводящего колечка с эффективной площадью  $S$  и большой кинетической индуктивностью  $L_k$ , содержащего узкий сегмент (нанопроволоку) с конечной скоростью проскальзывания фазы. Поток, индуцированный внешним магнитным полем  $B_{ext}$ , перпендикулярным колечку, определяется как  $\Phi_{ext} = B_{ext}S$ . Состояния колечка описываются числом  $N$  квантовых потоков  $\Phi_0$ , и их энергии равны  $E_N = (\Phi_{ext} - N\Phi_0)^2/2L_k$  (рисунок 5.1(a)). Разность энергий между соседними состояниями  $|N + 1\rangle$  и  $|N\rangle$  равна  $E_N -$

$E_{N+1} = 2I_p \delta\Phi$ , где  $\delta\Phi = \Phi_{ext} - (N + 1/2)\Phi_0$  и  $I_p = \Phi_0/2L_k$  обозначает постоянный ток колечка.

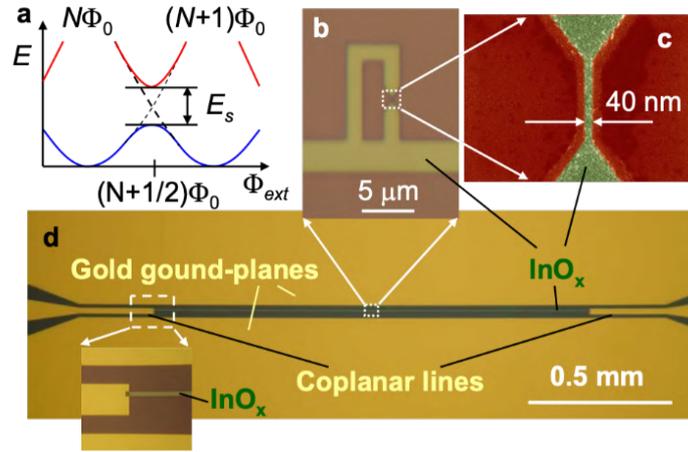


Рисунок 5.1 – Устройство. (а) Энергии петли в зависимости от смещения потока  $\Phi_{ext}$ . Вырождение между состояниями с  $N$  и  $N + 1$  квантами потока  $\Phi_0$  снимается за счет энергии проскальзывания фаз  $E_s$ , когда внешний поток равен  $\Phi_{ext} = (N + 1/2)\Phi_0$ . (b) Петля  $\text{InO}_x$  с узкой проволочкой с правой стороны, непосредственно соединенной с резонатором (прямая линия) внизу. (c) СЭМ-изображение узкой проволоки  $\text{InO}_x$ . (d) Резонатор, состоящий из полоски  $\text{InO}_x$  шириной 3 мкм с волновым сопротивлением  $Z_1 \approx 1600$  Ом, гальванически соединенной с золотой копланарной линией  $Z_0 = 50$  Ом. Границы резонатора определяются сильным рассогласованием импедансов ( $Z_1 \gg Z_0$ ).

При  $\delta\Phi = 0$  два состояния вырождены, и вырождение снимается CQPS, описываемым недиагональным членом гамильтониана

$$H = -\frac{1}{2}E_s(|N\rangle\langle N+1| + |N+1\rangle\langle N|) + E_N|N\rangle\langle N| \quad (5.1)$$

где  $E_s$  – энергия проскальзывания фаз (дуальный аналог джозефсоновской энергии  $E_J$ ). Расщепление энергии между основным  $|g\rangle = \sin\frac{\theta}{2}|N\rangle + \cos\frac{\theta}{2}|N+1\rangle$  и возбужденным состояниями  $|e\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|N\rangle - \sin\frac{\theta}{2}|N+1\rangle$  составляет  $\Delta E = \sqrt{(2I_p\delta\Phi)^2 + E_s^2}$ , где угол смешивания определяется как  $\theta = \arctan[E_s/(2I_p\delta\Phi)]$ . Для обнаружения CQPS петля соединяется с копланарной линией (резонатором)

через взаимную индуктивность  $M$  [90]. В приближении вращающейся волны эффективный гамильтониан системы, резонансно управляемой классическим СВЧ-полем с амплитудой тока  $I_{mw} \cos(\Delta Et/\hbar)$ , имеет вид  $H_{rw} = \frac{\hbar\Omega}{2} (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|)$ , где  $\hbar\Omega = MI_p I_{mw} \frac{E_s}{\Delta E}$ . Заметим, что переходы между состояниями системы происходят только тогда, когда  $E_s$  конечна. Туннелирование некогерентного потока не влияет на энергию системы и не может индуцировать переходы между этими состояниями, поэтому наблюдение микроволнового отклика является свидетельством CQPS.

Теперь обратимся к выбору материала. Квантовые флуктуации характеризуются параметром Гинзбурга,  $G_i$ , который по существу является обратным числом куперовских пар в объеме  $\xi^3$ , определяемом длиной когерентности  $\xi$ . Даже в неупорядоченных объемных сверхпроводниках, характеризующихся  $k_F l \sim 1$  (здесь  $k_F$  – волновой вектор Ферми, а  $l$  – средний свободный путь)  $G_i \sim (k_F \xi)^{-1/2} \ll 1$ . Чтобы сделать флуктуации сильными ( $G_i \sim 1$ ), необходимы материалы с еще более высокой степенью беспорядка. Флуктуации могут быть усилены в узких проволочках с небольшим числом эффективных проводящих каналов,  $N_{ch} = R_k/R_\xi$  ( $R_\xi$  – сопротивление провода длиной  $\xi$  и  $R_k = h/e^2$ ). Амплитуда CQPS быстро падает  $N_{ch}:E_s \sim \exp(-aN_{ch})$  (здесь  $a$  – неизвестный параметр порядка 1) [322, 323]. Таким образом, ожидается, что  $E_s$  будет значительным в квази-1D проволоках очень сильно неупорядоченных сверхпроводников, которые демонстрируют изолирующее поведение выше критической температуры  $T_c$ , что указывает на локализацию электронов. Однако высокая степень беспорядка может усилить эффект кулоновского отталкивания между электронами [324] и превратить сверхпроводник в диссипативный нормальный металл еще до локализации электронов [325]. Хорошие материалы для наблюдения CQPS должны демонстрировать локализацию электронов без значительного увеличения кулоновского отталкивания, а также спаривание электронов на отдельных локализованных участках еще до того, как они станут сверхпроводящими (образование псевдощели) [326, 327, 328]. Это наблюдалось в однородных тонких пленках  $\text{InO}_x$  и  $\text{TiN}$  [329, 330].

Наши петли (рисунок 5.1(b)) изготовлены из сверхпроводящей пленки  $\text{InO}_x$  толщиной 35 нм с  $\xi = 10$  нм с помощью электронно-лучевой литографии. Петли состоят из широких частей и узких проволок шириной около 40 нм и длиной 400 нм (рисунок 5.1(c)). Проволочка является достаточно однородной, с вариациями ширины менее 10 нм. Аналогичная проволочка и пленка, изготовленные в том же процессе, были охарактеризованы путем измерения постоянного тока. Пленка проявляет сверхпроводящие свойства, с  $T_c = 2,7$  К (также наблюдается скачок в передаче резонатора) и сопротивлением на квадрат  $R_{\square} = 1,7$  кОм, измеренное при температуре немного выше  $T_c$ . Это приводит к оценке кинетической индуктивности квадрата при нулевой температуре:  $L_{\square} \approx 0,14 \hbar R_{\square} / (kT_c) \approx 0,66$  нН. Из измерений по постоянному току мы также получаем сопротивление проволочки 30 кОм (несколько выше, чем рассчитанное по  $R_{\square}$ ), что дает  $R_{\xi} \sim 1$  кОм. Качество проволочки подтверждается высоким критическим током  $I_c = 100$  нА.

Высокая кинетическая индуктивность в диапазоне частот 6-12 ГГц в полосе пропускания нашей измерительной системы дает сильное несоответствие с волновым сопротивлением  $Z_0 = 50$  Ом копланарной линии, что затрудняет спектроскопию пропускания [90]. Для преодоления этой проблемы мы изготовили копланарный резонатор со ступенчатым импедансом: полосковая линия  $\text{InO}_x$  длиной  $L = 1,5$  мм и шириной  $W = 3$  мкм, гальванически соединенная с двумя золотыми копланарными 50 Ом линиями на концах (рисунок 5.1(d)). Эффективный волновой импеданс линии, оцениваемый как  $Z_1 = \sqrt{l_1/c_1} \approx 1,6$  кОм (где удельная индуктивность  $l_1 = L_{\square}/W \approx 2,2 \times 10^{-4}$  Н/м и геометрическая удельная емкость  $c_1 \approx 0,85 \times 10^{-10}$  Ф/м) сильно рассогласован с  $Z_0$ . Это приводит к образованию стоячих волн с распределением тока  $I(x) = I_m \cos(\pi mx/L)$ , где  $x$  – координата вдоль резонатора ( $0 \leq x \leq L$ ) с максимальным током на концах ( $x = 0, L$ ). Резонансная частота  $m$ -й моды  $f_m$  ( $m = 1, 2, 3 \dots$ ) удовлетворяет условию  $2\pi f_m L / v = \pi m$ , где групповая скорость волны в резонаторе  $v = (l_1 c_1)^{-1/2} \approx 7,3 \times 10^6$  м/с, что приводит к  $f_m = mv/2L \approx m \times 2,5$  ГГц. Скорость энергетической релаксации

в таком резонаторе составляет  $\kappa \approx (4Z_0/Z_1)(v/L)$ , что ограничивает ширину пика мощности FWHM до  $\kappa/2\pi \approx 0,1$  ГГц.

На рисунке 5.2(a) показан коэффициент прохождения мощности  $|t|^2$  через резонатор. Пики, соответствуют  $m = 3, 4, 5$  с резонансными частотами  $f_3 = 6,65$  ГГц,  $f_4 = 9,08$  ГГц и  $f_5 = 11,00$  ГГц (близко к нашим оценкам выше). Фактическая ширина пиков (FWHM) составляет приблизительно  $0,25$  ГГц ( $=\kappa/2\pi$ ), что примерно в два раза больше, чем ожидалось из потерь в нагрузке, вероятно, из-за дополнительных потерь в золотых пленках плоскостей заземления. Наши петли, расположенные в середине резонатора ( $x = L/2$ ), связаны только с нечетными модами  $m$ , для которых ток, определяемый  $I_{MW} = I_m \cos(\pi m/2)$ , ненулевой.

Для обнаружения суперпозиции состояний потока мы измеряем пропускание  $t$  через резонатор при  $f_m$  в зависимости от  $B_{ext}$ . Пропускание не зависит от  $B_{ext}$  в 3-ем и 5-ом пиках. Однако на 4-ом пике  $t$  демонстрирует хорошо выраженную периодическую структуру: резкие отрицательные углубления в амплитуде  $|t|$  вместе с вращением фазы  $\arg(t)$ , как видно на рисунке 5.2(b) Период  $\Delta B = 0,061$  мТл соответствует кванту потока  $\Phi_0$  в области  $S \approx 30$  мкм<sup>2</sup> петли, показанной на рисунке 5.1(b), с провололкой шириной 40 нм. Хотя в резонаторе имеются еще четыре петли с более широкими проволочками (шириной 60, 80, ... нм), отличающиеся по площади, от них не обнаружено сигналов, указывающих на  $E_S < 1$  ГГц из-за экспоненциальной зависимости от ширины проволоки.

Хотя предполагаемая связь нашего колечка с резонатором ( $g/h \sim 10$  МГц) слаба по сравнению с шириной пика, мы все же можем проводить спектроскопические измерения, контролируя пропускание резонатора  $t$  [331, 128], в то время как сканируются частоты дополнительного зондирующего СВЧ-тона  $f_{probe}$  и  $B_{ext}$ . Фаза пропускания слабо изменяется при резонансном возбуждении двухуровневой системы, как показано на рисунке 5.2(c). Полученная структура имеет периодические резонансы на  $f_m$  (видны как красные горизонтальные черты), и результирующая картина построена после фильтрации этих резонансов. Зелено-голубая линия соответствует ожидаемому расщеплению энергии, которое хорошо

согласуется с  $\Delta E = \sqrt{(2I_p \delta\Phi)^2 + E_s^2}$  (пунктирная линия), где параметры фита  $I_p = 24$  нА и  $E_s/h = 4,9$  ГГц. Соответствующее  $L_k \approx 42$  нГн имеет ожидаемый порядок, но примерно в 2,5 раза выше, чем рассчитанное по  $L_{\square}$ .

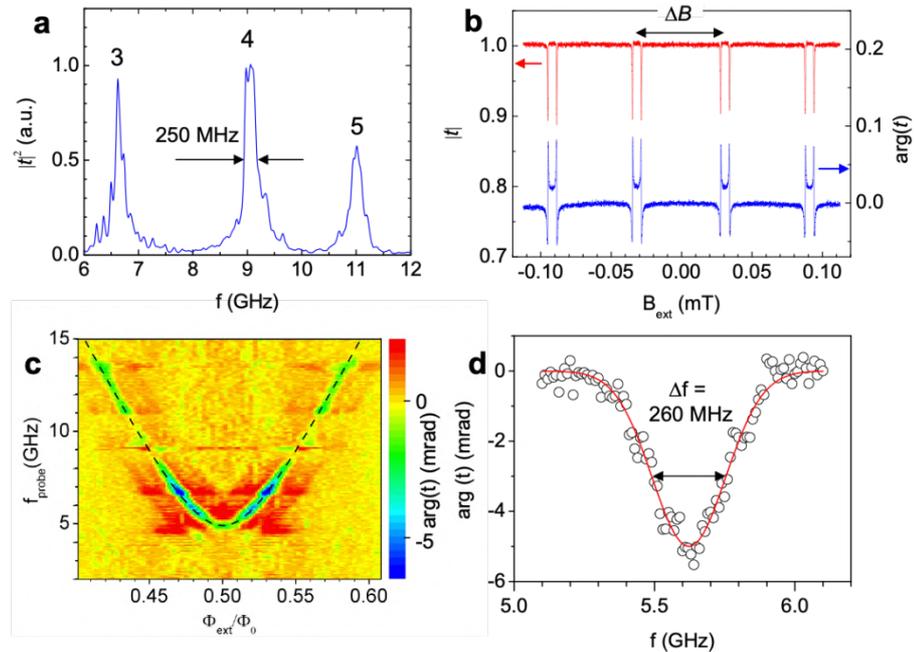


Рисунок 5.2 – Экспериментальные данные. (а) Прохождение по мощности через резонатор, измеренное в полосе пропускания нашей экспериментальной установки. Коэффициент прохождения по мощности  $|t|^2$ . Пики соответствуют модам резонатора с номерами  $m$ , указанными для каждого пика. (б) Прохождение через резонатор как функция внешнего магнитного поля  $B_{ext}$  при  $m = 4$  ( $f_4 = 9,08$  ГГц). Периодическая структура по амплитуде  $|t|$  и фазе  $\arg(t)$  соответствует точкам, где два нижних уровня кубита соответствуют  $f_4$ . Период структуры  $\Delta B = 0,061$  мТл ( $= \Phi_0/S$ ) указывает, что отклик исходит от петли, показанной на рисунок 5.1(б), с эффективной площадью петли  $S = 32$  мкм<sup>2</sup>. (с) Спектроскопия двухуровневой системы, полученная в двухтоновых измерениях. Наблюдается фаза прохождения  $\arg(t)$  через резонатор на частоте  $f_4$ , в то время как другой тон с частотой  $f_{probe}$  от дополнительного СВЧ генератора разворачивается в диапазоне от 2 до 15 ГГц при различных  $B_{ext}$ . Картина фильтруется для устранения эффекта от периодических резонансов ( $2 \leq m \leq 6$ ), видимых как горизонтальные красные полосы. Пунктирная линия представляет собой аппроксимацию (фит) к расщеплению энергии с  $E_s/h = 4,9$  ГГц,  $I_p = 24$  нА. (д) Резонансный провал измерен при  $\Phi/\Phi_0 = 0,52$ . Красная кривая представляет собой фит гауссианом.

Точное расщепление в точке вырождения  $\delta\Phi = 0$  почти совпадает с  $f_1 = 4,8$  ГГц, что искажает форму линии. На рисунке 5.2(d) мы демонстрируем резонансный пик на  $\Phi_{ext} \approx 0,52 \Phi_0$ , немного в стороне от точки вырождения, где резонансная частота  $\Delta E/h = 5,6$  ГГц находится между  $f_1$  и  $f_2$ . Пик спектроскопии хорошо фитируется гауссианом  $A \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{f - \Delta E/h}{\Delta f} \right)^2 \right]$  с  $\Delta f = 0,26$  ГГц. Это свидетельствует о когерентной связи между состояниями потока в петле. Интересным вопросом, требующим дальнейших исследований, является механизм декогеренции в системах такого типа. На данном этапе мы можем только предполагать, что форма говорит о том, что пик уширен из-за низкочастотного гауссова шума, а не релаксации.

Теперь обсудим дополнительные доказательства существования CQPS в этих системах. Во-первых, хотя мы представляем данные одного образца, мы измерили три образца с номинально идентичными устройствами, изготовленными из одной и той же пленки InO<sub>x</sub>: два из них – в ступенчато-импедансном резонаторе и один – в открытой линии [90]. Во всех трех образцах обнаружены резонансы с близкими значениями постоянного тока и расщепления при вырождении  $E_S$  равном 4,9 ГГц, 5,8 ГГц и 9,5 ГГц соответственно. Отметим, что разброс  $E_S$  удивительно мал, учитывая его экспоненциальную зависимость от параметров проволоочки, например, ширины и толщины. Хорошая воспроизводимость является сильным аргументом против альтернативной интерпретации результатов, поскольку в проволочке иногда может образовываться неконтролируемый одиночный джозефсоновский переход. Более того, разность энергий между двумя низшими состояниями в петле аналогична зарядовому кубиту (двойному для нашей потоковой системы с CQPS), асимптотически приближается к линейной зависимости  $\Delta E = 2I_p \delta\Phi$ , когда  $\Delta E \gg E_S$ . В нашем устройстве мы смогли проследить резонанс двухуровневой системы вплоть до  $|\Delta\Phi| \geq 0,5\Phi_0$  и  $\Delta E \approx 77$  ГГц (рисунок 5.3) и обнаружили точное соответствие нашей аппроксимации, показанной пунктирными линиями, что дополнительно доказывает, что наблюдаемый эффект обусловлен CQPS.

Итак, мы продемонстрировали CQPS в петле с нанопроволокой, изготовленной из высокодисперсной сверхпроводящей пленки  $\text{InO}_x$ . Подобно джозефсоновской физике, это открывает перспективы для многих применений квантового проскальзывания фазы.

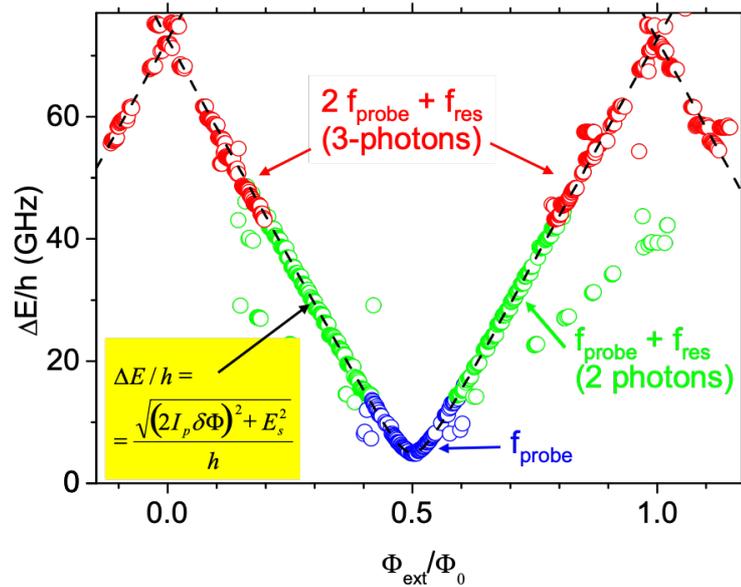


Рисунок 5.3 – Спектроскопия системы в широком диапазоне потоков и частот.

Спектроскопический отклик получен путем измерения амплитуды или фазы пропускания через резонатор при  $f_4 = 9,08$  ГГц, в то время как частота дополнительного СВЧ-тона  $f_4$  сдвигается.

В зависимости от диапазона частота возбуждения двухуровневой системы  $\Delta E/h$  получается из прямого (однофотонного) возбуждения,  $\Delta E/h = f_{\text{probe}}$  (синие кружки), двухфотонного процесса,  $\Delta E/h = f_{\text{probe}} + f_4$  (зеленые круги), трехфотонного процесса  $\Delta E/h = 2f_{\text{probe}} + f_4$  (красные кружки). С помощью этих методов, используя  $f_{\text{probe}} \leq 35$  ГГц, мы смогли проследить  $\Delta E/h$  примерно до 77 ГГц. Пунктирная линия – рассчитанное расщепление энергии с  $E_s = 4,9$

ГГц и  $I_p = 24$  нА. Идеальное согласие экспериментальных данных с рассчитанными энергетическими полосами подтверждает нашу интерпретацию: соседние состояния потока в состоянии суперпозиции. Редкие рассеянные точки являются результатом шума, резонансов резонатора и процессов возбуждения более высокого порядка.

## 5.2 Когерентное квантовое проскальзывание фаз в NbN

Мы демонстрируем экспериментальное доказательство когерентного туннелирования магнитного потока через сверхпроводящие нанопроволоки на основе тонкой сильно неупорядоченной пленки нитрида ниобия (NbN). Это первая демонстрация CQPS в NbN (материале, отличном от  $\text{InO}_x$ ), что важно для того, чтобы показать, что эффект – универсален и независит от материала.

В предыдущем разделе CQPS экспериментально наблюдался в нанопроволоках из  $\text{InO}_x$ , встроенных в сверхпроводящие колечки [137], демонстрируя концепцию потокового кубита на проскальзывании фазы [17], дуального по отношению к островку с одной куперовской парой – прототипу сверхпроводникового кубита [318]. Несколько основных вопросов остаются открытыми, например, универсальность и воспроизводимость в различных материалах.

В этом разделе мы демонстрируем когерентную суперпозицию квантов магнитного потока в петельках NbN, каждая из которых содержит узкий участок нанопроволочки в качестве туннельного барьера для магнитного потока (рисунок 5.4). В первоначальной демонстрации CQPS в  $\text{InO}_x$  [116] на одном чипе было обнаружено не более одного кубита. Здесь мы изучаем статистику в поведении многих кубитов и исследуем зависимость туннельной энергии от ширины барьера. Детальное изучение этого вопроса необходимо для фундаментального понимания CQPS, а также для изготовления более сложных практических устройств с несколькими CQPS с нанопроволоками в качестве активных элементов [318].

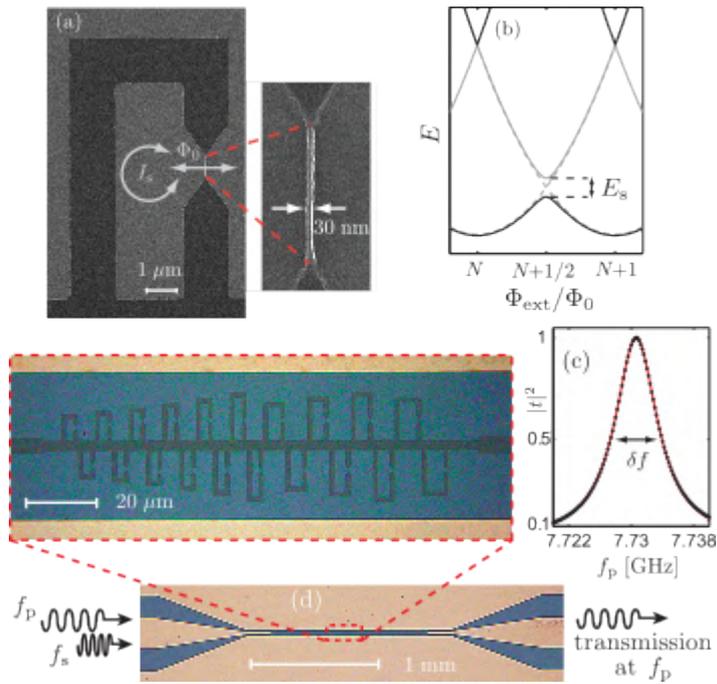


Рисунок 5.4 – (а) СЭМ микрофотография NbN потокового кубита на эффекте проскальзывания фазы, иллюстрирующая принцип работы устройства. Нанопроволочка показана в увеличенном виде. (b) Энергетические уровни кубита в пределе  $E_S \ll E_L$ . Серые пунктирные линии показывают энергии классических состояний потока. (c) Измеренное пропускание резонатора (образец А) вокруг режима  $f_3$  (черные символы) и лоренцевская кривая (сплошная красная линия). (d) Изображение исследуемого образца с помощью оптического микроскопа, а также схема измерений. Увеличение показывает центральную секцию с 20 кубитами.

**Устройство.** СЭМ микрофотография типичного колечка из NbN на рисунке 5.4(a) иллюстрирует основной принцип работы потокового кубита на проскальзывании фазы [318, 137]. Каждая петелька отличается своей площадью  $S$ , что позволяет идентифицировать их по периоду в магнитном поле. Петельки также характеризуются кинетической индуктивностью  $L_k$ . Магнитное поле  $B_{ext}$  прикладывается перпендикулярно. Из-за квантования магнитного потока в сверхпроводящих колечках [309], полный поток через колечко является целым числом ( $N$ ) кратным кванту магнитного потока  $\Phi_0 = h/2e \approx 2 \times 10^{-15}$  Вб, а магнитная энергия  $E_N = E_L(f_{ext} - N)^2$ , выраженная в терминах внешнего потока  $f_{ext} = \Phi_{ext}/\Phi_0$  с  $\Phi_{ext} = B_{ext}S$  и индуктивной энергии  $E_L = \Phi_0^2/2(L_k + L_g)$ . В дальнейшем мы пренебрегаем вкладом геометрической индуктивности  $L_g$ ,

поскольку мы оцениваем  $L_k/L_g \gtrsim 300$  для наших пленок. Процесс CQPS в нанопроволоке, описываемый амплитудой  $E_S$ , снимает вырождение потоковых состояний  $|N\rangle$  и  $|N+1\rangle$  на  $\Phi_{ext} = (N+1/2)\Phi_0$ . Результирующая диаграмма энергетических уровней показана на рисунке 5.4(b) и характеризуется отсутствием пересечения с величиной  $E_S$  [137]. При  $\Phi_{ext} = (N+1/2)\Phi_0$  основное и первое возбужденные состояния соответствуют симметричной и антисимметричной суперпозициям  $|N\rangle$  и  $|N+1\rangle$ , соответственно. Чтобы исследовать расщепление энергии  $\hbar\omega_q = \sqrt{\varepsilon^2 + E_S^2}$  этой эффективной двухуровневой системы, как и в работе [116], мы связали петельку с копланарным NbN резонатором через участок общей кинетической индуктивности (нижний край петли на рисунке 5.4(a)), что позволяет легко считывать данные для нескольких кубитов, расположенных близко друг к другу на одном чипе. Выше,  $\varepsilon = 2I_p\delta\Phi$  с постоянным током  $I_p = \Phi_0/2L_k$  и  $\delta\Phi = \Phi_{ext} - (N+1/2)\Phi_0$  дает разность  $E_{N+1} - E_N$  вдали от точки вырождения. Мы проводим дисперсионное считывание для связанной системы кубит-резонатор, контролируя амплитуду и фазу передаваемых микроволн [168, 146] при изменении внешнего потока  $\Phi_{ext}$ .

### Изготовление образцов и экспериментальные методы.

Образцы были изготовлены путем напыления пленки NbN толщиной  $d \approx 2 - 3$  нм на подложку кремния методом реактивного магнетронного распыления при постоянном токе. Пленки большей толщины (обычно 4 – 6 нм), осажденные аналогичным способом, используются для изготовления сверхпроводящих однофотонных нанопроволочных детекторов [332, 333, 334]. Подробности процесса осаждения можно найти в [335, 336]. СЭМ-измерения [337, 338] показывают, что неупорядоченный сверхпроводящий NbN, наряду с TiN [339, 330] и  $\text{InO}_x$  [329] можно рассматривать как подходящий материал для наблюдения CQPS. На рисунке 5.4(d) показаны копланарные линии, подключенные к внешней микроволновой цепи, а также заземляющие плоскости копланарного резонатора.

Чип был помещен в медный держатель и закреплен на нижней ступени криостата и охлаждался до температур 40 мК. Исследовалось несколько образцов и на всех было определённое число работающих кубитов. Здесь мы покажем результаты образца с двух чипов А и В. Мы используем нумерацию от 1 до 20, начиная с самой маленькой, т.е. самой левой петли. Ширина проволоочки увеличивается с порядковым номером кубита от примерно 20 нм до 75 нм. Представленные образцы были изготовлены одновременно из одной и той же пленки NbN и имеют резонатор с емкостной связью. Резонаторы со ступенчатым импедансом, аналогичные приведенным в [116], показали сопоставимые результаты.

Чтобы охарактеризовать потоковые кубиты на CQPS, мы используем векторный анализатор цепей для измерения комплексного коэффициента передачи микроволнового излучения  $t$  через резонатор в зависимости от частоты  $f_p$  и магнитного поля  $B_{ext}$ . Кроме того, второй непрерывный микроволновый тон на частоте  $f_s$  можно использовать для возбуждения кубитов через резонатор. Для обоих образцов мы измеряем критическую температуру  $T_c = 4,9 \pm 0,1$  К, определяемую как точка, в которой передача через резонатор резко появляется (исчезает). Для емкостно-связанного полуволнового CPW-резонатора на рисунке 5.4(d) резонансные моды задаются следующим образом  $f_n = nv/2L$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ , где  $L$  – длина резонатора (1,5 мм и 1,25 мм для образцов А и В, соответственно),  $v = 1/(L_l C_l)^{\frac{1}{2}}$  – эффективная скорость света, и  $L_l$  ( $C_l$ ) индуктивность (емкость) на единицу длины. Измерения передачи дают среднее расстояние между модами 2,43 ГГц и 2,92 ГГц для образцов А и В, соответственно. Используя оценку  $C_l \approx 7 \times 10^{-11}$  Ф/м находим  $v \approx 7,3 \times 10^6$  м/с и  $L_l \approx 2,7 \times 10^{-4}$  Гн/м, соответствующие квадратичной индуктивности  $L_{\square} \approx 1,3$  нГн. Характеристический импеданс оценивается как  $Z_1 = (L_l/C_l)^{\frac{1}{2}} \approx 2$  кОм, значительно больший, чем импеданс линии  $Z_0 \approx 50$  Ом. На рисунке 5.4(с) показана квадратичная амплитуда коэффициента передачи для образца А, на частотах зондирования  $f_p$  в узком диапазоне около  $f_3 = 7,7306$  ГГц и нормированная на

максимальную передачу при  $f_p = f_3$ . Если обозначить скорость фотонного затухания в резонаторе через  $\kappa$ , то пик определяется лоренцевой кривой с FWHM  $\delta f = \kappa/2\pi = 6,6$  МГц, что соответствует добротности  $Q_L \approx 1,1 \times 10^3$ . Колечки кубита сильно связаны с нечетными модами  $f_n$  с максимальным током вблизи центра резонатора. Тем не менее, пропускание на четных модах, особенно на высших в пределах нашей полосы измерения 6 – 12 ГГц, также показывает признаки работы кубитов, хотя и слабее, чем на нечетных модах.

На рисунке 5.5(a) показан результат измерения характеристик основного кубита образца В: амплитуда  $t$  в диапазоне  $f_p$  около  $f_3 \equiv f_r \equiv \omega_r/2\pi$ , и в диапазоне  $V_{ext}$ . Наблюдаются переходы, типичные для когерентно связанных систем кубитов-резонаторов. Как уже было сказано ранее, измерения переодличности картины в широком диапазоне магнитных полей позволяет отследить переиодичность и идентифицировать соответствующий кубит по его размеру.

Кубиты демонстрируют расщепление линии переходов в соответствии с формулой  $f_{\pm} = (f_q + f_r)/2 \pm [(2g_{\varepsilon}/h)^2 + (f_q - f_r)^2]^{\frac{1}{2}}/2$  в соответствии с моделью Джейнса-Каммингса [146], что поквазно на рисунке 5.5(a). Здесь,  $g_{\varepsilon} = gE_S/(\hbar\omega_q)$  перенормированная энергия связи кубита с резонатором.

Чтобы извлечь минимальное разделение уровней  $E_S$ , а также циркулирующий ток  $I_p$  для каждого кубита, мы сравниваем измеренные значения  $|t|$  с моделированием с помощью кинетического уравнения и аналитическими выражениями, действительными в пределе слабого возбуждения и в нашем промежуточном режиме связи  $\gamma \gtrsim g \gg \kappa$  [176]. При этом одновременно рассматривается только один кубит, соединенный с резонатором. Мы находим удовлетворительное соответствие между расчетами и измерениями с полной скоростью декогеренции  $\gamma/2\pi \approx 150 - 600$  МГц в зависимости от кубита. Более того, мы получаем силу связи  $g/h = \eta I_p$  с  $\eta = 8,5$  МГц/нА в согласии с ожидаемой связью  $g \approx MI_p I_0$ , где  $M$  – индуктивность связи и  $I_0 = \sqrt{\hbar\omega_r/(LL_l)}$  обозначает максимальную амплитуду тока резонатора. Мы обнаружили, что  $I_p$  уменьшается, как и ожидалось, с увеличением  $N_{\square}$  общего числа квадратов пленки NbN в петле

кубита. С помощью  $I_p$ , полученного из этого типа измерений пропускания, мы находим кинетические индуктивности в диапазоне  $L_{\square} \approx 1,3 - 1,6$  нГн. Принимая во внимание то, что не известны эффективные  $N_{\square}$  и  $C_l$ , значения находятся в разумном согласии с  $L_{\square}$  на основе геометрии резонатора и расстояния между модами (свойства пленки в большем масштабе).

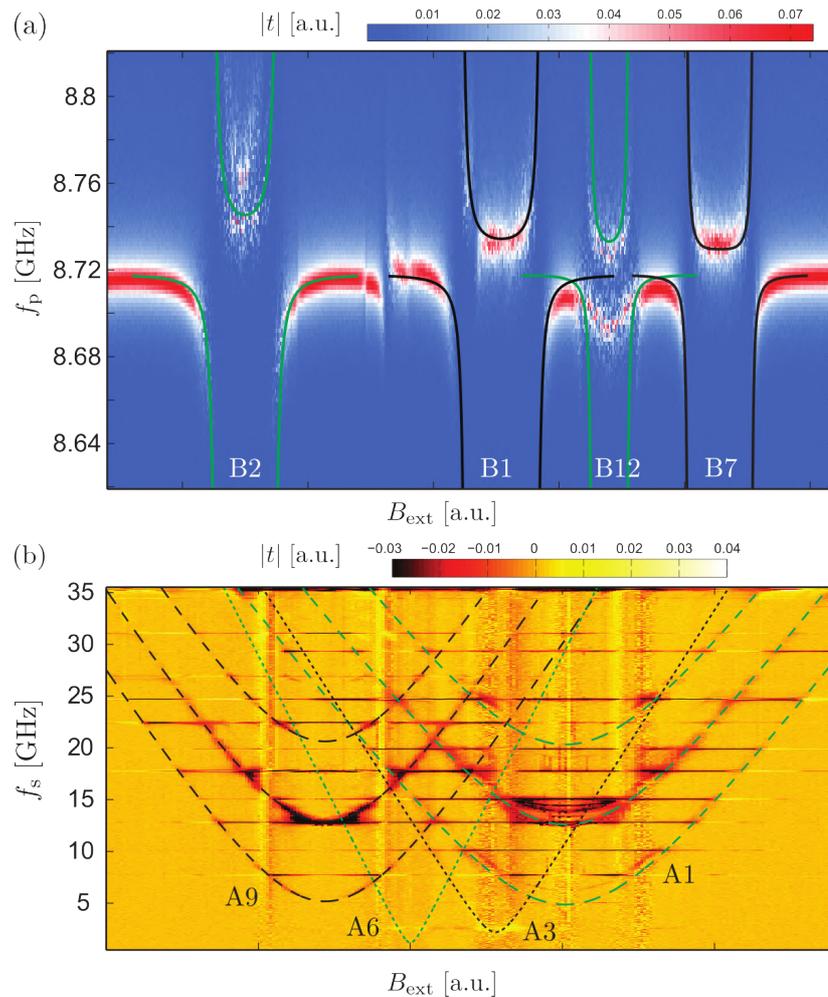


Рисунок 5.5 – (а) Амплитуда нормированного коэффициента передачи  $t$  в окрестности резонаторной моды  $f_3$  (образец В). Линии показывают частоты перехода между основным состоянием и двумя низшими уровнями системы кубиты-резонатор. (б) Двухтоновая спектроскопия (образец А). Показаны рассчитанные частоты кубитов  $f_q$  для четырех кубитов. Горизонтальные черты обусловлены модами резонатора.

### Спектроскопия кубитов.

Для более детальной характеристики кубитов мы проводим двухтоновые спектроскопические измерения системы путем непрерывного мониторинга  $t$  на фиксированной частоте  $f_p = f_3$ , одновременно изменяя частоту  $f_s$  дополнительного микроволнового тона спектроскопии в широком диапазоне [89]. Измерения и соответствующие расчеты показаны на рисунке 5.5(b). На графиках также видны многофотонные процессы в виде параллельных спектроскопических линий, сдвинутых по частоте. Ширина линий находится в диапазоне от 200 МГц до 1 ГГц (FWHM).

### Анализ амплитуды проскальзывания фаз.

Мы проанализировали описанные чипы и собрали результаты в Таблице 5.1. Приведены средние значения ширины проволоки  $\bar{w}$ , минимальные ширины  $w_{min}$  и стандартные отклонения ширины  $\sigma_w$  вместе с экспериментально полученными  $E_S$  и  $E_S'$ . Последние ( $E_S'$ ) получены после термоциклирования образца В до 300 К. Рисунок 5.6 показывает  $E_S$  в сравнении с  $\bar{w}$ . Для обоих образцов мы сосредоточились на кубитах из петелек 1-6 с нанопроволоками лучшего качества (образец А: А1-А6 и В: В1-В6), отличающихся наименьшей относительной неровностью ширины проволоочки.

Во время электронной литографии номинально самые узкие нанопроволочки в этих петельках были изготовлены как однопиксельные линии, что привело к следующим результатам по отклонению ширины  $\sigma_w \approx 2 - 3$  нм. С другой стороны,  $E_S$  из других обнаруженных кубитов (из колечек 7-12, которые были засвечены в растровом режиме с неоптимальной дозой засветки, дало значение  $\sigma_w \approx 6 - 8$  нм) не следует никакой видимой зависимости от  $w^-$ , что указывает на то, что эти нанопроволочки ведут себя как многократно суженные, а не однородные барьеры для туннелирования потока. Отметим, что почти все нанопроволочки 1-6 работают как хорошие туннельные барьеры для магнитного потока. Важно, что петельки А2 и А5 не видны. Это означает, что туннельные энергии переходов либо слишком высокие, либо слишком низкие. Что соответствует ожиданиям.

Ожидается, что процесс туннелирования квантов потока через проволочку будем экспоненциально зависеть от ширины проволочки  $\bar{w}$ :

$$E_S = E_0 \exp(-\kappa \bar{w}), \quad (5.2)$$

где  $E_0$  – энергия, а  $\kappa$  – обратная ширина.

Таблица 5.1– Энергии кубитов и параметры нанопроволоки.

Кубит	$\bar{w}$ , нм	$w_{min}$ , нм	$\sigma_w$ , нм	$E_S$ , ГГц	$E'_S$ , ГГц
A1	27,4	21,6	2,3	12,6	
A2	26,8	20,2	2,6	–	
A3	29,2	25,1	2,0	2,3	
A4	30,0	24,9	2,2	1,0	
A5	34,0	29,6	2,0	–	
A6 <sup>b</sup>	31,5	27,2	1,9	0,9	
B1	28,0	22,2	2,4	7,0	7,0
B2	29,6	23,2	3,0	7,3	5,5
B3	29,0	24,1	1,7	1,4	0,9
B4	29,1	24,8	2,2	0,8	1,0
B5	30,7	26,8	1,9	1,6	2,5
B6 <sup>b</sup>	30,8	26,2	1,5	–	1,3

<sup>a</sup> Повторное измерение образца В после термоциклирования до 300 К.

<sup>b</sup> Длина проволоки 750 нм по дизайну (500 нм для других проволок);  $E_S$  нормирована на 750/500.

Качественно, тенденция на более однородных проволочках на рисунке 5.6 согласуется с этой экспоненциальной зависимостью. Однако разброс в значениях  $E_S$  большой. Это вполне ожидаемо из-за различных неоднородностей квк в самой пленке, так и в ширинах проволочки. Подчеркнем, что ширины проволочек близки к минимальным размерам для электронной литографии. Кроме того, из-за

экспоненциальной зависимости скорости туннелирования от числа каналов проводимости  $N_{ch}$  мезоскопические флуктуации проводимости [340]  $\delta G \sim e^2/h$  могут привести к большим флуктуациям  $\delta \ln E_S \sim \delta N_{ch} \sim 1$ .

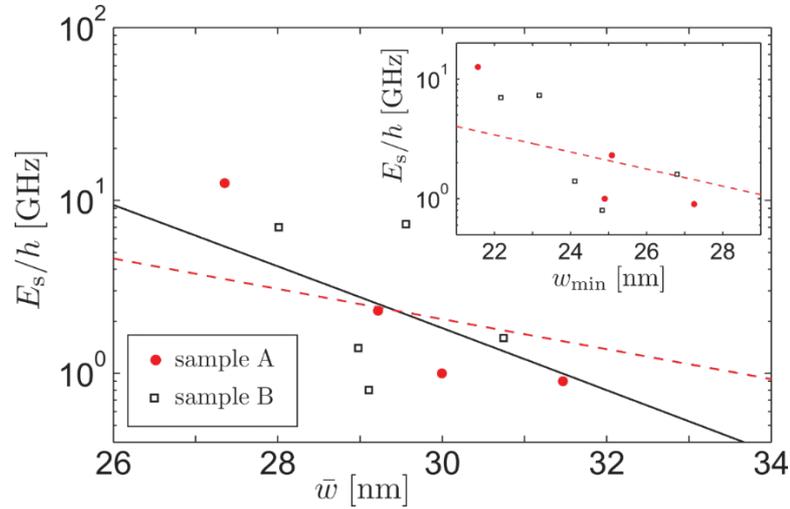


Рисунок 5.6 – Зависимость  $E_S$  от средней ширины нанопроволочки  $\bar{w}$  извлеченных из СЭМ-изображений с помощью автоматизированной процедуры. На основной панели символы обозначают экспериментальные данные, а линии – экспоненциальные подгонки. Вставка:  $E_S$  vs.  $w_{min}$ , минимальная ширина проволоки, вместе с подгонкой к феноменологической модели.

Согласно существующей теории CQPS для умеренно неупорядоченных сверхпроводников [320, 322, 323], основанной на теории БКШ и полученной для проводов с  $w \lesssim \xi$  параметры в уравнении (5.2) читаются как  $E_0 = \Delta(R_Q/R_\square)lw \xi^{-2}$  и  $\kappa = a(R_Q/R_\square)\xi^{-1}$ . Здесь,  $\Delta \approx 1,6 \pm 0,1$  мЭв – сверхпроводящая энергетическая щель,  $R_Q = h/(4e^2) \approx 6,4$  кОм – квантовое сопротивление,  $R_\square \approx 2$  кОм – сопротивление пленки в нормальном состоянии на квадрат,  $l = 500$  нм – длина провода,  $\xi = 4$  нм – длина когерентности,  $a$  обозначает безразмерный параметр порядка единицы. Мы используем известные  $\Delta$  и  $\xi$  [341]. Линейная подгонка к  $\ln(E_S)$  дает  $a \approx 0,6$ . Предсказанное поведение находится в согласии с измерениями (сплошная черная линия на рисунке 5.6), в то время как соответствующая кинетическая индуктивность  $L_\square = \hbar R_\square / \pi \Delta \approx 0,25$  нГн ожидаемая из теории БКШ, отклоняется от измеренной  $L_\square \approx 1,3$  нГн. Плохая

применимость теории БКШ, однако, неудивительна для сильно неупорядоченного материала и не строго одномерных проволок. Здесь также не учитывается случайное распределение заряда вдоль провода, что приводит к тому, что  $E_0 \sim l$ .

Далее мы вычисляем  $E_S$  в соответствии с феноменологической моделью [342, 328] сильно неупорядоченных сверхпроводников, где измеренное  $L_{\square}$  входит непосредственно в качестве входного параметра. В этой модели  $E_0 = \rho\sqrt{l/w}$  и  $\kappa = \eta\sqrt{v_p\rho}$ , где  $\rho = (\hbar/2e)^2 L_{\square}^{-1}$  является сверхтекучей жесткостью, численный параметр  $\eta \approx 1$  и  $v_p$  – плотность состояний пар [116]. Последняя связана с плотностью состояний электронов на единицу площади  $v_{\square}$  через  $v_p = v_{\square}/2 = 1/(2e^2 R_{\square} D)$ . Исходя из коэффициента диффузии пленок  $D \approx 0,45 \text{ см}^2/\text{с}$  [343], мы фиксируем  $v_p \approx 35 \text{ эВ}^{-1}\text{нм}^{-2}$ . Подгонка дает разумное значение  $\eta \approx 1,4$  (пунктирная красная линия на рисунке 5.6). На вставке на рисунке 5.6 мы показываем  $E_S$  как функцию от  $w_{min}$ . Фит с использованием феноменологической модели без префактора  $\sqrt{l/w_{min}}$  дает  $\eta \approx 1,2$ , включенный как пунктирная линия.

Образец В дважды охлаждался для изучения влияния термоциклирования на энергию кубитов. Как видно из таблицы 5.1,  $E_S$  немного изменяется по сравнению с первым измерением. Мы не наблюдаем общего увеличения  $E_S$ , которое было бы следствием увеличения удельного сопротивления пленки. Это можно интерпретировать с точки зрения эффекта Ааронова-Кашера, т.е. интерференции туннельных CQPS амплитуд из-за случайных зарядов [344, 345].

### Обсуждение и выводы.

Таким образом, мы продемонстрировали CQPS в тонких пленках из NbN. Мы также наблюдали тот же эффект в пленках TiN сформированного путем атомно-слоевого осаждения. Все это доказывает, что эффект когерентного проскальзывания фазы не зависит от специфических свойств одного материала (до этого этот эффект был нами продемонстрирован в InO<sub>x</sub>). Показана также экспоненциальная зависимость туннельной энергии от ширины проволоки. Процессы диссипации и декогеренции требуют дальнейшего исследования.

### 5.3 Декогеренция в кубитах на проскальзывании фаз

Продемонстрирована когерентная динамика квантов магнитных потоков в сверхпроводящем колечке со слабой связью – полностью металлической нанопроволочкой, сформированной из тонкой пленки NbN. Проволочка представляет собой крошечное сужение длиной около 10 нм и толщиной в 20-30 нм, имеющее минимальную ширину в центре. Продемонстрирован контроль квантовых состояний и когерентные осцилляции в управляемой временной эволюции квантовой системы. В данной системе с помощью комбинации методов изучаются декогеренция и энергетическая релаксация. Эффективное поведение потокового шума наводит на мысль о флуктуациях индуктивности, как возможной причине декогеренции.

Целью этой работы является исследование когерентной квантовой динамики кубита на основе туннельного барьера для магнитных потоков в неупорядоченном сверхпроводнике, декогеренции и энергетической релаксации. В отличие от нанопроволочек, туннельная энергия слабой связи в значительной степени определяется амплитудой в наиболее узкой точке. Изучение когерентной динамики в слабой связи интересно также в свете предыдущих интенсивных исследований данных систем. Термически индуцированные проскальзывания фазы были подробно исследованы в коротких MoGe сужениях с использованием транспортных измерений [346]. В данной работе мы успешно демонстрируем когерентную динамику туннелирования потока с помощью слабой связи, а также управление квантовым состоянием. Когерентная динамика при прямых измерениях во времени в сверхпроводящих квантовых системах без джозефсоновских переходов никогда ранее экспериментально не наблюдалась. Более того, мы приводим систематическое исследование декогеренции и находим ограничения на механизмы декогеренции в подобных беспереходных сверхпроводниковых системах.

На рисунке 5.7(b) крупным планом показана типичная исследуемая геометрия. Во время электронно-лучевой литографии, являющейся частью

процесса изготовления, проволочка формируется с помощью засветки короткой однопиксельной линии между двумя электродами шириной 100 нм. Длины проволочек кубитов находились в диапазоне 10-30 нм, тогда как ширина, наблюдаемая в СЭМ, обычно варьировалась от 20 до 40 нм. В данном пределе коротких расстояний между электродами, обусловленных процессом изготовления, длина и ширина нанопроволочки не являются независимыми друг от друга величинами: ширина обычно уменьшается с увеличением длины. В данной работе мы сосредоточимся на одном из нескольких измеренных чипов и представим подробные измерения одного из наблюдаемых кубитов с оптимальной точкой при  $f_q = 9,58$  ГГц.

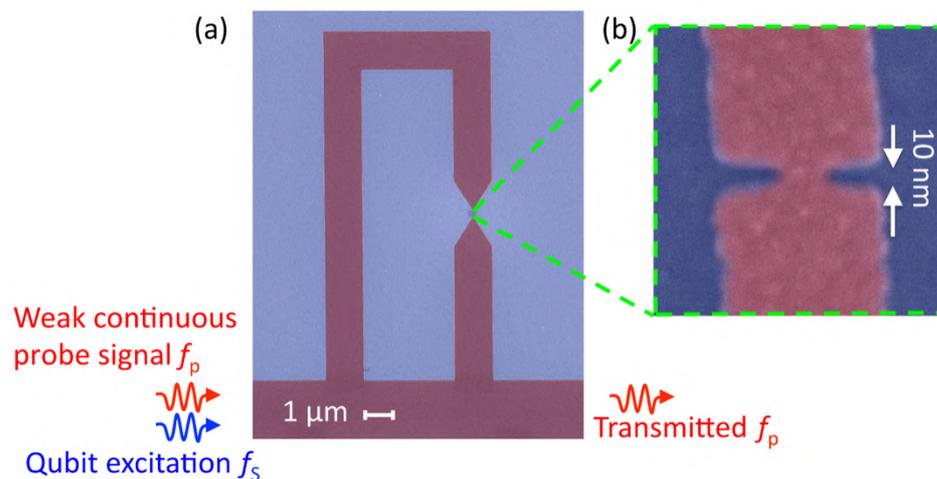


Рисунок 5.7 – (а) СЭМ с использованием ложных цветов типичной NbN петли, прерванной узким сужением. Для контроля потока прикладывается перпендикулярное магнитное поле  $B_{\text{ext}}$ , создающее через колечко поток  $\Phi_{\text{ext}}$ . Нижний край колечка соединен с центральным проводником NbN копланарного волновода-резонатора для обеспечения считывания и контроля. (б) Увеличенное изображение конструкции типа моста Дайма.

Образцы изготавливаются с использованием процесса, аналогичного приведенному в [347], сначала пленка NbN толщиной  $d \approx 2 - 3$  нм наносится на подложку Si методом реактивного магнетронного напыления [336]. Используя однородную пленку NbN, земляные площадки копланарного резонатора, а также линии передачи для подключения к внешней схеме СВЧ измерений, формируются

в первом цикле электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) и затем металлизуются с помощью электронно-лучевого напыления. На втором этапе ЭЛЛ колечки с сужениями, а также центральная линия резонатора формируются с использованием негативного резиста высокого разрешения [348, 349]. Далее для переноса структур на пленку NbN используется реактивное ионное травление в  $\text{SF}_4$  плазме.

Для определения электрических характеристик образцов мы используем слабое непрерывное микроволновое излучение с частотой  $f_p$  в качестве зондирующего сигнала и измеряем прохождение (нормированный комплексный коэффициент прохождения  $t = |t|e^{i\phi}$ ) через резонатор вокруг одной из резонансных мод с помощью векторного анализатора цепей. Мода выбрана таким образом, чтобы она находилась в пределах рабочей 6 – 12 ГГц полосы нашего криогенного усилителя. Мы обозначаем мощность зондирующего сигнала на выходе генератора как  $P_p$ . Кубиты могут быть возбуждены с помощью второго непрерывного или импульсного микроволнового сигнала на частоте  $f_s$  и с мощностью  $P_s$ .

Представленный здесь образец содержит резонатор с емкостной связью. Резонансные моды задаются выражением  $f_n = nv/2L$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ , где  $L = 1,5$  мм – длина резонатора,  $v = 1/(L_l C_l)^{1/2}$  – эффективная скорость распространения электромагнитной волны, а  $L_l$  ( $C_l$ ) – индуктивность (емкость) на единичную длину. Кубит, смещенный от центра резонатора примерно на 100 мкм, в зависимости от амплитуды колеблющегося тока, связан с различными модами резонатора. Измерения коэффициента пропускания показали, что среднее расстояние между модами составляет 2 ГГц. Так как  $v \approx 6 \times 10^6$  м/с, используя оценку  $C_l \approx 1,0 \times 10^{-10}$  Ф/м, мы получаем  $L_l \approx 2,8 \times 10^{-4}$  Гн/м, соответствующую индуктивности на квадрат  $L_{\square} \approx 2$  нГн, и характеристический импеданс  $Z_1 = (L_l/C_l)^{1/2} \approx 1,7$  кОм. Полная ширина  $\Delta f_6$  пика пропускания мощности на полувысоте при  $n = 6$  с частотой  $f_6 = 11,876$  ГГц (где проведено большинство измерений) составляет примерно 23 МГц, что соответствует добротности  $Q \approx 500$ .

Чип резонатора был помещен в держатель для образцов, и измерения проводилось в криостате растворения при базовой температуре, близкой к 25 мК.

### Характеризация кубита

Далее мы демонстрируем, что сужения работают как туннельные барьеры для магнитных потоков. Микроволновые измерения резонаторов обычно показывали периодическую по магнитному потоку картину из-за того, что несколько колечек связано с одним и тем же резонатором. Чтобы определить, какие из нескольких колечек, соединенных с центральной линией общего резонатора, образуют работающие кубиты, мы исследуем пропускание вокруг нескольких мод резонатора в зависимости от  $\Phi_{ext}$  в течение нескольких периодов по потоку.

Как и в [347] площадь петли увеличивается в 3 раза между самой маленькой и самой большой петлей. За первоначальной идентификацией, основанной на периодичности характеристик от потока, следует двухтоновая, центрированная вокруг оптимальной точки каждого кубита, чтобы извлечь минимальную энергетическую щель  $\Delta$  (энергию туннелирования магнитного потока) и постоянный ток  $I_p$  из зависимости частоты перехода кубита от  $\Phi_{ext}$ .

На рисунке 5.8(a) отображен типичный результат измерений: пропускание через резонатор, с использованием слабого зондирующего сигнала на одной из резонансных мод, который непрерывно контролируется на фиксированной частоте  $f_p$ . Одновременно возбуждается кубит с использованием более сильного сигнала на частоте  $f_s$ , которая разворачивается в окрестности  $f_q$ . Благодаря дисперсионному (нерезонансному) режиму связи между колечками кубитов и резонатором, резонансная частота зависит от населенности кубита. Населенность насыщается до 0,5 за счет сильного возбуждающего сигнала, что приводит к отчетливому провалу на измеренном пропускании всякий раз, когда  $f_s = f_q$ . На рисунке 5.8 (a) мы строим график величины коэффициента пропускания микроволн как функцию  $f_s$  и  $\Phi_{ext}$ . Пунктирная линия показывает фит для  $hf_q = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$ , где  $\varepsilon = 2I_p \delta\Phi$  и  $\delta\Phi = \Phi_{ext} - (N + 1/2)\Phi_0$ , где  $\Phi_0 = h/(2e)$  обозначает

квант магнитного потока. В окрестности точки  $\Phi_{\text{ext}}$ , где пропускание по частоте минимально и достигает значения  $\Delta$ , кванты потоков находятся в состоянии суперпозиции. Пунктирная кривая соответствует фиту с параметром  $I_p = 10$  нА, который определяется индуктивностью колечка  $L_q = \Phi_0/2I_p = 10^{-7}$  Гн.

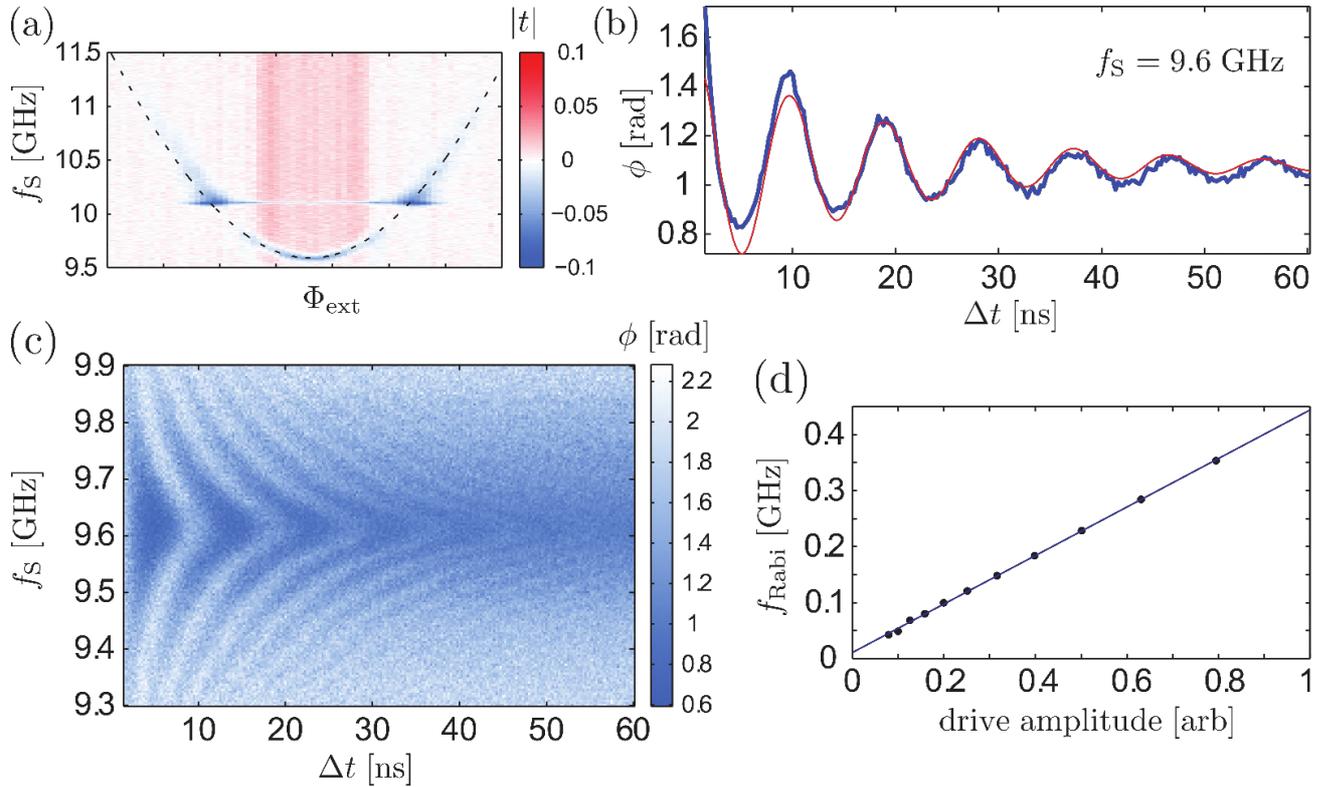


Рисунок 5.8 – (а) Двухтоновая спектроскопия кубита. Пунктирная линия показывает фит с  $\Delta/h = 9,58$  ГГц и  $I_p = 10$  нА. (б) Когерентные осцилляции в оптимальной точке ( $f_s = \Delta/h$ ), измеренные путем варьирования длительности  $\Delta t$  резонансного импульсного СВЧ-сигнала. Показанная фаза является измеренной средней фазой при непрерывном зондировании системы и повторении импульса возбуждения с интервалами  $T = 500$  нс  $\gg T_1$ ). (с) Раби-осцилляции в окрестности оптимальной точки. Одиночный сигнал из (б) соответствует срезу в оптимальной точке  $f_s = 9,58$  ГГц. Тонкая красная линия показывает фит затухающей синусоидой. (д) Зависимость Раби частоты от амплитуды возбуждающего сигнала демонстрирует ожидаемое линейное увеличение в сторону усиления возбуждения, что подтверждает двухуровневую природу системы.

Теперь мы можем провести прямые измерения во времени. Образец выставляется в район оптимальной точки, где  $f_q = \Delta/h$ . Используя импульсное микроволновое возбуждение на частоте  $f_s$ , близкой к  $f_q$ , а также варьируя длительность импульсов, мы наблюдаем Раби-осцилляции населенности кубита (рис. 5.8(c)). Чтобы получить этот график, мы поддерживаем непрерывное возбуждение на частоте  $f_p$ , в то время как импульсы длины  $\Delta t$  повторяются с периодом  $T = 500$  нс. На рисунке 5.8(b) показан срез при нулевой отстройке,  $f_s = f_q$ , рисунок 5.8(c) иллюстрирует хорошее соответствие между наблюдаемыми частотами осцилляций при различных мощностях возбуждающего сигнала, а также характерную линейную зависимость от амплитуды возбуждающего сигнала, ожидаемую для двухуровневой системы. Время затухания осцилляций находится на уровне 30 нс. В дополнение к затуханию, мы также наблюдаем медленный подъем или падение фонового уровня шума. Одна из возможных причин данного эффекта – влияние возбуждающих импульсов на пропускание резонатора.

Измерения осцилляций во времени были проведены на мощности  $P_p$  возбуждающего сигнала, соответствующей числу фотонов внутри резонатора  $n \lesssim 1$ . Чтобы охарактеризовать влияние непрерывного измерения на дефазировку кубита, мы проверяем форму линии при спектроскопии в оптимальной точке кубита при различной мощности возбуждения. Наблюдаемый отрицательный штарковский сдвиг частоты кубита приблизительно линейно зависит от увеличения мощности считывания, что позволило нам откалибровать  $n$  от мощности  $P_p$ , как в сверхпроводниковых кубитах на основе алюминия [169, 128]. Из-за влияния измерения при увеличении  $P_p$  мы также наблюдаем ожидаемое уширение спектроскопической линии и эволюцию ее формы от лоренцевой к гауссовой.

*Измерения декогеренции.* Наши более ранние эксперименты с двухуровневыми системами из  $\text{InO}_x$  и  $\text{NbN}$  [116, 347] нанопроволочек показали дефазировку в этих системах, при типичной для спектроскопии ширине линии

порядка 100 МГц, но свойства декогеренции не исследовались. На рис. 5.9 собраны вместе измерения скоростей дефазировки и релаксации кубита с проволочкой.

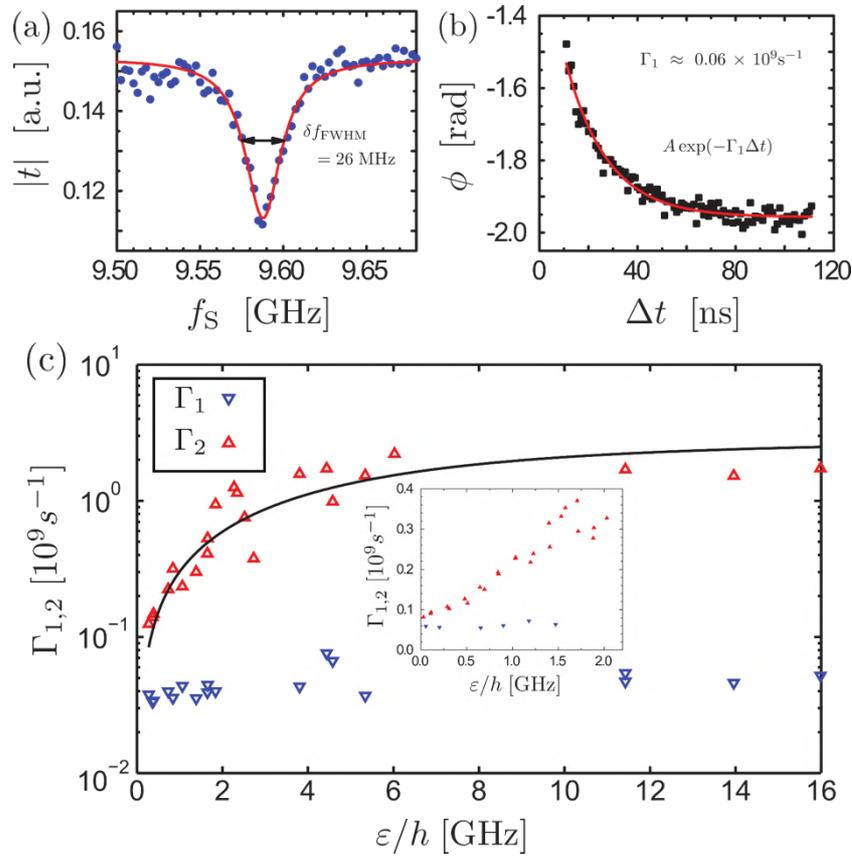


Рисунок 5.9 – (а) Типичная форма линии на спектроскопии кубита близко к оптимальной точке (сплошные кружки). Мощность  $P_p$  зондирующего сигнала поддерживалась на постоянном низком уровне, что соответствует числу фотонов в считывающем резонаторе  $n \lesssim 1$ , при этом измеренный сигнал хорошо описывается лоренцианом (красная сплошная линия), ширина которого напрямую связана с полной скоростью дефазировки  $\Gamma_2 = \pi \delta f_{FWHM}$ . (б) Определение скорости релаксации  $\Gamma_1$  из экспоненциального затухания при непрерывном повторении возбуждающего сигнала с двумя импульсами постоянной длины с изменяющейся задержкой между ними. (в) Скорости релаксации  $\Gamma_1$  (ориентированные вниз синие/темные треугольники) и суммарные скорости дефазировки  $\Gamma_2$  (ориентированные вверх красные/светлые треугольники) в зависимости от смещения энергии  $\varepsilon$ . Сплошная линия показывает  $2,9 \times 10^9 \text{ c}^{-1} \times |\varepsilon| / (\hbar \omega_q)$  (префактор, подлежащий преобразованию в амплитуду  $1/f$  шума или аналогичную). На вставке показаны графики  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  по результатам другого, более детального измерения, сфокусированного вокруг оптимальной точки.

На рисунке 5.9(a) показана спектроскопическая линия кубита, когда  $\Phi_{\text{ext}}$  зафиксирован в оптимальной точке. Уровень зондирующей мощности  $P_p$  соответствует среднему числу фотонов в резонаторе  $n \lesssim 1$ , величина нормированного коэффициента пропускания построена как функция  $f_s$ . Форма линии хорошо описывается лоренцевской кривой, ширина и глубина которой увеличиваются с  $P_s$ . В пределе низких  $P_s$  мы получили значение ширины на полувысоте  $\delta f_{\text{FWHM}} = 26$  МГц в оптимальной точке, что соответствует  $\Gamma_2 \approx \pi \delta f_{\text{FWHM}} \approx 8 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ .

Зависимость скорости дефазировки  $\Gamma_2$  от частоты кубита  $f_q$  показано на главной панели рисунка 5.9(c) в терминах  $\varepsilon$  в широком диапазоне внешнего потока, а на вставке более подробно вокруг оптимальной точки. Как видно из рисунка 5.8(a), скорость дефазировки быстро возрастает, когда  $\Phi_{\text{ext}}$  отходит от оптимальной точки. В качестве ориентира отмечена черная сплошная линия, соответствующая значению  $2,9 \times 10^9 \text{ s}^{-1} |\varepsilon|/\hbar\omega$  ожидаемой зависимости  $1/f$  потокового шума [123]. На рисунке 5.9(c) мы также показываем приблизительные скорости релаксации энергии  $\Gamma_1 = 1/T_1$  в зависимости от внешнего магнитного потока. Чтобы уменьшить влияние паразитных возбуждений соседних мод резонатора, скорости релаксации кубитов были получены путем экспоненциального фитирования измерений во временной области с помощью двух микроволновых импульсов фиксированной длительности  $100 \text{ нс} \gg T_2$ , расстояние между которыми варьировалось.

На рисунке 5.9(b) показан типичный результат. Подобно измерениям Раби-осцилляций, система непрерывно возбуждалась на частоте  $f_p$ , последовательность импульсов повторялась через каждые  $T = 500 \text{ нс}$ . В отличие от скоростей дефазировки, которые быстро увеличиваются вдали от оптимальных точек кубита, мы обнаруживаем, что скорости релаксации, соответствующие  $T_1 \approx 30 \text{ нс}$ , слабо зависят от  $\Phi_{\text{ext}}$ . Отметим также, что релаксация не может быть описана эффектом Парселла из-за нерезонансной утечки энергии в моды резонатора. Это

подтверждается нашими оценками и частотно-независимым поведением  $\Gamma_1$ , когда кубит отстроен от резонансов, как, например, показано на рисунке 5.9(с).

**Обсуждение.** Зависимость дефазировки на рисунке 5.9(с) предполагает, что она возникает из-за низкочастотных колебаний потоковой степени свободы. Из асимптотического соотношения  $2I_p \delta\Phi = 2\hbar\Gamma_2$  (при  $\hbar\omega \gg \varepsilon$ , где  $\Gamma_2 = 2,9 \times 10^9$  с<sup>-1</sup>) мы находим соответствующие нормализованные флуктуации потока  $\delta\Phi/\Phi_0$  на уровне  $1,5 \times 10^{-2}$ , что примерно на три порядка выше типичных флуктуаций потока в джозефсоновских потоковых кубитах. Соответствующие флуктуации индуктивности согласно  $\delta\Phi/\Phi_0 = \delta L_q/L_q$  составляют  $\delta L_q \approx 1,5 \times 10^{-9}$  Гн. Если мы предположим, что флуктуации коррелируют в пространстве с типичной характеристической длиной (например, длиной когерентности), то относительные флуктуации индуктивности  $\delta L/L$  масштабируются как обратный квадратный корень из общей площади. Пересчитав для резонатора, мы находим, что  $\frac{\delta L_r}{L_r} =$

$\sqrt{\frac{A_q}{A_r}} \delta L_q/L_q \approx 1,0 \times 10^{-3}$ , где  $A_q$  и  $A_r$  – площади кубита и центральной жилы резонатора. Если аналогичные колебания индуктивности имеют место в резонаторе, выполненном из той же пленки NbN, то ожидаемые колебания относительной индуктивности приводят к уширению линии резонатора  $\delta f = 1/2(f_n/2)\delta L_r/L_r$ , что для  $f_6$  равно 3 МГц.

Далее мы характеризуем релаксацию кубита, предполагая, что она вызвана сопротивлением  $R_q$  параллельным индуктивности. Скорость релаксации, вызванная спонтанным излучением из-за квантового шума тока  $S_I(\omega_q) = 2\hbar\omega_q/(2\pi R_q)$  равна  $\Gamma_1 = 2\pi S_I(\omega_q)\varphi_p^2 \sin^2\theta/\hbar^2$ , где  $\varphi_p = L_q I_p = \Phi_0/2$  – эффективный дипольный момент, описывающий связь колечка с сопротивлением, а  $\sin\theta = \Delta/\hbar\omega_q$ . Отметим, что  $\sin\theta$  изменяется только в 2 раза в диапазоне наших измерений  $9,5 \text{ ГГц} \leq f_q \leq 18 \text{ ГГц}$  (что соответствует  $0 \leq \varepsilon \leq 16 \text{ ГГц}$ ), а  $\Gamma_1$  флуктуирует в сравнительно узком диапазоне по всему диапазону измеряемых частот. Хотя  $R_q$  не обязательно является константой, мы оцениваем ее эффективное значение, подставляя типичное  $\Gamma_1$ . На частоте  $f_q \approx 9,5 \text{ ГГц}$ ,  $\Gamma_1 \approx 4 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$  мы

находим  $R_q \approx 30$  МОм, что соответствует сопротивлению на квадрат  $R_{\square} \approx 1,7$  МОм. Сопротивление слишком велико, чтобы объяснить добротность резонатора, которая из-за внутренних потерь на сопротивлении, параллельном к индуктивности, составила бы  $Q_R = R_{\square} \frac{1}{2\omega L_{\square}} \sim 10^4$ . Природа этой диссипации требует дальнейшего изучения. Возможный механизм может быть связан с вытеснением части тока из сверхпроводящего канала в нормальный (например, ток квазичастиц или ток диссипативного смещения в оксидном слое поверх пленки) из-за флуктуаций кинетической индуктивности.

**Выводы.** Впервые продемонстрирована когерентная квантовая динамика в сверхпроводящих колечках со слабой связью в виде моста Дайема. Управление квантовым состоянием кубита было продемонстрировано путем измерения Раби-осцилляций. Дефазировка и энергетическая релаксация были изучены в широком диапазоне энергий. Дефазировку можно объяснить флуктуациями кинетической индуктивности в сильно разупорядоченных пленках NbN. Будущие образцы выиграют от использования считывающего резонатора со значительно большей фундаментальной частотой, а также резонаторов лучшего качества, изготовленных на отдельном этапе фабрикации. Более детальное изучение зависимости длины сужения могло бы пролить свет на вопрос о том, как происходит переход от кубита типа ВЧ-СКВИД к потоковому кубиту с проскальзыванием фазы в более длинной нанопроволоке, будь то однородной, либо ведущей себя как цепочка внутренних слабых связей.

#### 5.4 Зарядовая интерференция. Эффект Аронова-Кэшиера

Демонстрация когерентного квантового проскальзывания фазы (CQPS) в неупорядоченных сверхпроводниках открыла путь к изучению фундаментальной дуальности заряда и магнитного потока, перспективной для создания новых устройств и устойчивых к шумам квантовых стандартов тока на основе CQPS. Мы

демонстрируем зарядовый квантовый интерферометр (CQUID – Charge Quantum Interference Device), который объединяет два центра проскальзывания фазы. CQUID – это элемент, дуальный по отношению к хорошо известному сверхпроводящему квантовому интерферометру (СКВИДу – SQUID – Superconducting Quantum Interference Device) и базируется на эффекте интерференции туннельных амплитуд магнитных потоков, известном как эффект Ааронова-Кашера.

Сверхпроводимость в металлических нанопроволоках испытывает сильное влияние флуктуаций параметра порядка [320]. Вблизи температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  наиболее выражены термически активированные проскальзывания фазы [350]. Если температура системы гораздо меньше  $T_c$ , то фаза однородной сверхпроводящей проволоочки может проскальзывать на  $2\pi$  в результате туннелирования кванта магнитного потока, аналогичного туннелированию куперовских пар в туннельных контактах Джозефсона [351]. Представление о когерентном проскальзывании фазы в нанопроволочках, предложенное Муй и Назаровым [138], было подтверждено в экспериментах Астафьева [116] с изучением нанопроволок, сделанных из номинально однородных сверхпроводящих материалов. Такие CQPS, сопровождаемые туннелированием квантов магнитного потока через нанопроволоку, позволяют создать устройства на основе эффектов квантовой интерференции заряда, которые будут дуальными по отношению к уже хорошо известным подобным устройствам, конструируемым с использованием джозефсоновских переходов [138, 137, 318].

Квантовая интерференция куперовских пар в сверхпроводниковых квантовых интерферометрах магнитного потока (СКВИДах) была показана вскоре после открытия эффекта Джозефсона [352] и легла в основу сверхпроводниковой электроники. Другой краеугольный камень – синхронизация разности фаз на джозефсоновском переходе и внешнего высокочастотного электромагнитного поля – приводит к возникновению ступенек Шапира на ВАХах переходов при некоторых дискретных, квантованных, значениях напряжения [353]. Этот эффект используется в высокочастотных усилителях и детекторах, и также лежит в основе

квантовых стандартов напряжения, на которых зиждется современная индустрия электроники [354]. Главной мотивацией для изучения CQPS и дуальных сверхпроводниковых устройств служит перспектива надежного квантового стандарта тока на основе т.н. дуальных ступеней Шапиро [138, 355, 356, 357], дополняющего джозефсоновский стандарт напряжения. Хотя эта конкретная цель пока не достигнута, экспериментальное наблюдение CQPS в сверхпроводниковых нанопроволоках [116] значительно улучшает понимание одномерной сверхпроводимости и когерентности неупорядоченных сверхпроводников [347, 139], и на этом уровне создание дуальной сверхпроводниковой электроники уже становится возможным в обозримом будущем.

Традиционно изучаемые и используемые в электронике СКВИДы постоянного тока могут быть рассмотрены как специфическая реализация эффекта Ааронова-Бома [358], где интерференция волновых функций перемещаемых зарядов происходит тогда, когда их траектория охватывает некоторый магнитный поток, см. рисунок 5.10(а). Напротив, эффект Ааронова-Кашера происходит, когда траектория туннелирующих квантов потока охватывает статический заряд [359], и таким образом, этот эффект дуален эффекту Ааронова-Бома.

Эффект Ааронова-Кашера ранее наблюдался в различных твердотельных и многочастичных системах [360, 361, 362, 363], в том числе, в массивах джозефсоновских контактов [345, 364, 365, 133, 344]. В нашем эксперименте мы показали эффект Ааронова-Кашера в номинально однородном материале. Наше устройство состоит из двух последовательных CQPS-переходов, и в этой системе удалось показать управление интерференцией магнитного потока при помощи наведенного заряда, что является полностью дуальным по отношению к СКВИДу на постоянном токе. Мы называем это устройство зарядовым квантовым интерферометром (CQUID). Этот когерентный зарядо-чувствительный интерферометр раскрывает потенциал CQPS-устройств, ранее изученных только в рамках приблизительной [138] дуальности джозефсоновских устройств [356, 345, 366, 367, 368, 369, 370]. Так, было показано, что в массивах последовательных

джозефсоновских контактов достаточно трудно реализовать квантовые стандарты тока на основе проскальзывания фазы [371].

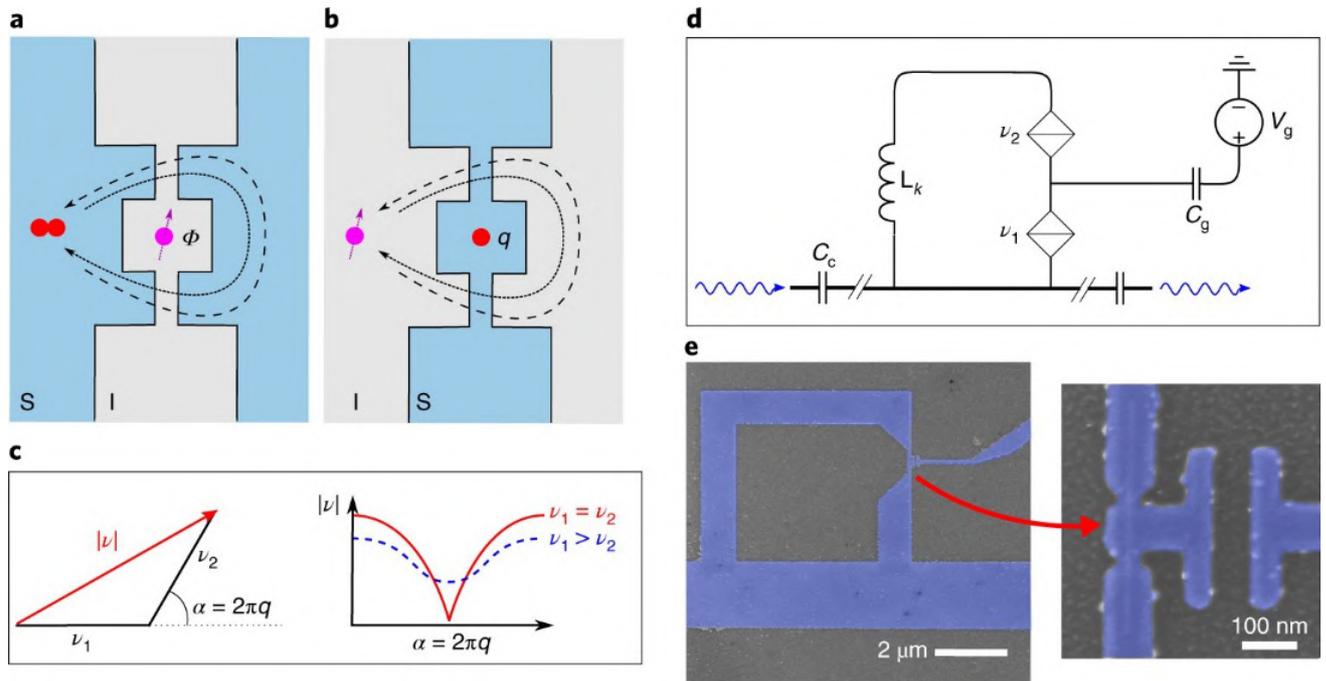


Рисунок 5.10 – (а) Интерференционный эффект в СКВИДе. Поток куперовских пар вокруг петли с потоком приводит к колебаниям критического тока. Сплошные и пунктирные черные стрелки указывают на две разные траектории частиц в устройстве, а I и S обозначают изолятор и сверхпроводник соответственно. (б) Схематическое изображение дуального SQUID. Фазовая интерференция возникает в результате обтекания заряда потоком. (с) Амплитудная интерференция с проскальзыванием фазы представлена в виде двух комплексных амплитуд. Равные амплитуды проскальзывания фазы двух переходов приводят к зависимости  $|\cos 2nq|$  от общей измеренной скорости проскальзывания фазы (сплошная линия), в то время как разные амплитуды приведут к более слабой зависимости (пунктирная линия), стремящейся к синусоидальной зависимости. (d) Схематичное представление нашего устройства. (е) Электронная микрофотография устройства в искусственных цветах и крупный план соединений CQPS и закрытого островка. Синий цвет указывает на пленку NbN.

В SQUID, схематично изображенном на рисунке 5.10(b), магнитный поток когерентно туннелирует через два коротких сужения сверхпроводниковой нанопроволочки, вытравленной из пленки NbN толщиной 3,3 нм. Мы установили, что в этой нанопроволочке параметр порядка является однородным. Два сужения, размерами около 30×50 нм, соединены последовательно. Эти сужения задают

хорошо определенные места в проволочке, где амплитуда проскальзывания фазы наибольшая [139]. Более широкий «островок» (около 100 нм в поперечном сечении), заключенный между сужениями, связан с затворным электродом при помощи емкости  $C_g$ . Островок достаточно широкий для того, чтобы подавить проскальзывание фазы вдоль него, но достаточно маленький, чтобы минимизировать его собственную геометрическую емкость, шунтирующую SQUID. Такая нежелательная шунтирующая емкость уменьшила бы импеданс окружения на высокой частоте и значительно повлияла бы на амплитуду проскальзывания фазы в устройстве. Заряд, наведенный при помощи напряжения на затворе  $V_g$ , контролирует интерференцию амплитуд проскальзывания фазы, с периодом  $2e$ , подобно тому, как эффективная джозефсоновская энергия в СКВИДе регулируется внешним магнитным потоком с периодом  $\Phi_0$ . Каждый из этих интерферометров становится неотличимым от дуального при следующих заменах: ток (поток куперовских пар)  $\leftrightarrow$  напряжение (поток квантов потока), заряд  $\leftrightarrow$  магнитный поток, джозефсоновская энергия  $\leftrightarrow$  энергия проскальзывания фазы, изолятор  $\leftrightarrow$  сверхпроводник [138]. Это также означает, что фактическое отсутствие квантования потока в СКВИДе транслируется в отсутствие квантования заряда в дуальном SQUID, и соответственно, наведенный на островке заряд равен  $q = C_g V_g / 2e$ .

Подобно тому, как изолирующая прослойка внутри туннельного SIS-контакта создает барьер для куперовских пар (но не для квантов потока), непрерывный сверхпроводник создает барьер для туннелирования квантов магнитного потока (но не куперовских пар). Для экспериментальной реализации CQPS требуется низкий барьер, чтобы стало возможным туннелирование потока через сверхпроводник. Это достигается при помощи большой кинетической индуктивности, которая, в свою очередь, характерна для неупорядоченных сверхпроводниковых пленок вблизи перехода сверхпроводник-изолятор [347, 139]. В таких материалах можно добиться заметной величины туннельной энергии проскальзывания фазы при достаточно широких сужениях, что снижает и без того

высокие требования к точности нанофабрикации и улучшает воспроизводимость, поскольку энергия проскальзывания экспоненциально зависит от ширины сужения. При помощи атомно-слоевого осаждения мы можем изготавливать пленки NbN высокого качества [136, 372, 373], которые очень близки к переходу сверхпроводник-изолятор, таким образом добиваясь изготовления нескольких очень близких по параметрам сужений в одном приборе при использовании стандартных методов электронной литографии. Для устройств SQUID мы также подтвердили, что энергия проскальзывания фазы сохраняется вплоть до высоких внешних магнитных полей, что было бы невозможно при наличии внутри проволоочки джозефсоновских контактов малой площади. Это характеризует нашу проволочку как непрерывный сверхпроводник.

Транспортные измерения постоянного тока необходимы для реализации стандарта тока на основе CQPS [138, 357, 370, 315, 374, 375], однако, они часто осложняются некогерентными эффектами типа кулоновской блокады и диссипацией. Поэтому для демонстрации CQPS-интерференции в SQUID мы следуем более ранним работам [116, 347, 139] и используем микроволновую спектроскопию, которая крайне удобна для измерения туннельной энергии в квантовой системе. В частности, бокс куперовских пар, подсоединенный к сверхпроводниковому резервуару через СКВИД, позволяет измерять и контролировать туннельную джозефсоновскую энергию СКВИД. Мы реализуем в точности дуальную измерительную цепь: SQUID встроен в петлю вместе с большой, но конечной индуктивностью. Результирующие потоковые состояния в итоге предоставляют степень свободы, ортогональную энергетическому спектру SQUID и потоку фотонов благодаря CQPS. Такая цепь позволяет напрямую измерить туннельную энергию SQUID. В дополнение, высокоимпедансное окружение для потока достигается при помощи встраивания петли в полуволновой сверхпроводниковый резонатор, изготовленный из той же пленки. Резонатор позволяет напрямую считывать энергетический спектр устройства при помощи спектроскопии [116, 347, 139].

Редуцированный Гамильтониан, описывающий наше устройство в потоковом базисе, выглядит так:

$$H = \frac{E_L}{2} \sigma_z - \frac{E_S}{2} \sigma_x$$

[137, 376], где  $\sigma_i$  – матрицы Паули,  $E_S = h|\nu_{tot}|$  – энергия связи потоковых состояний через амплитуду проскальзывания фазы  $\nu_{tot}$ , а  $E_L = 2I_p \delta\Phi$  – индуктивная энергия незатухающего тока  $I_p = \frac{\Phi_0}{2L_k}$  в петле с кинетической индуктивностью  $L_k$  и  $\delta\Phi = \Phi_{ext} - \left(N + \frac{1}{2}\right) \Phi_0$ . Здесь  $N$  – число квантов магнитного потока в петле, находящейся под воздействием внешнего потока  $\Phi_{ext}$ , подстраиваемого при помощи внешнего соленоида. Разница энергии основного и первого возбужденного состояния диагонализированного гамильтониана составляет  $\Delta E = \left((2I_p \delta\Phi)^2 + E_S^2\right)^{1/2}$ . Если рассмотреть два последовательных перехода проскальзывания фазы, разделенных островом, то энергия перехода становится равной

$$\Delta E = \sqrt{(2I_p \delta\Phi)^2 + h^2 |\nu_1 + \nu_2 e^{i2\pi q}|^2}, \quad (5.3)$$

где мы использовали соотношение  $\nu_{tot} = \nu_1 + \nu_2 e^{i2\pi q}$  [345, 369, 316]. Здесь  $\nu_1$  и  $\nu_2$  – амплитуды проскальзывания фазы каждого из переходов соответственно. Важно, что результирующая амплитуда проскальзывания фазы определяется только наведенным зарядом. Это прямое следствие неквантованного заряда: куперовские пары не локализуются на островке. Ожидаемые  $2e$  – периодические осцилляции от индуцированного заряда на острове являются результатом интерференции двух амплитуд проскальзывания фазы. Отметим, что уравнение (5.3) применимо как для описания CQPS, так и для цепочек джозефсоновских переходов, и отличие между физикой этих систем не может быть выявлено на основе этого уравнения.

Случай равных амплитуд проскальзывания фазы  $v_1 = v_2$  для  $\delta\Phi = 0$  сводится к тому, что  $\Delta E \propto |\cos \pi q|$ , и это соотношение в точности дуально изменению критического тока СКВИДа с симметричными джозефсоновскими контактами в зависимости от внешнего потока. Для некоторых значений заряда  $q$  мы, таким образом, можем ожидать подавления энергии перехода до нуля. Для сильно неодинаковых амплитуд ( $v_1 \gg v_2$ ), либо же в присутствии потокового смещения  $\delta\Phi \neq n\Phi_0$  ( $n$  - некоторое целое число), изменение  $\Delta E$  в зависимости от наведенного заряда будет чисто синусоидальным, как отображено на рисунке 5.10(с). Мы переходим к описанию измерений нашего устройства, и как мы увидим далее, они хорошо соответствуют изложенным выше ожиданиям.

Рисунок 5.11(a,b) показывает результаты спектроскопических измерений в зависимости от магнитного потока для двух различных напряжений на затворе. Из асимптотически линейной зависимости энергетических уровней от магнитного потока, мы получаем  $I_p = 30$  нА и  $L_k = 33$  нГн, что соответствует значению индуктивности на квадрат для пленки нитрида ниобия:  $L_k = 1,35$  нГ. Теория БКШ, как известно, занижает кинетическую индуктивность для пленок, находящихся вблизи перехода сверхпроводник-изолятор [329]. Из нормального сопротивления на квадрат для нашей пленки  $R_{\square} = 2,3$  кОм, измеренного выше  $T_c$ , мы получаем  $L_k = \hbar R_{\square} / (\pi \Delta_{bcS}) = 0,67$  нГ для  $T_c = 4,7$  К, что отличается примерно в 2 раза. На рисунке 5.11(с) показан отклик энергетических уровней на наведенный заряд при  $\delta\Phi = 0$ . Отметим, что для каждого напряжения на затворе мы можем найти две спектроскопические линии, которые, таким образом, отличаются друг от друга по относительной фазе. Более того, эти линии сдвинуты точно на половину периода, что можно объяснить зарядовой интерференцией (эффект Ааронова-Кашера) и наличием неравновесных квазичастиц с зарядом  $e$ . Изменение числа неравновесных квазичастиц  $N_{qp}$  на островке [377, 378] изменяет заряд острова на  $e$  и фазу между амплитудами проскальзывания фазы на  $\pi$ . В зависимости от четности зарядов на островке, мы наблюдаем две различных по четности линии, в соответствии с выражением  $v_{tot} = v_1 + (-1)^{N_{qp}} v_2 e^{i2\pi q}$ . Это похоже на эффекты,

наблюдаемые в зарядовых кубитах [379]. В представлении комплексных амплитуд проскальзывания фазы, входящих в уравнение (5.3) и показанных на рисунке 5.11(e), такие скачки в четности приводят к вращению каждой из амплитуд в точности на  $\pi$ .

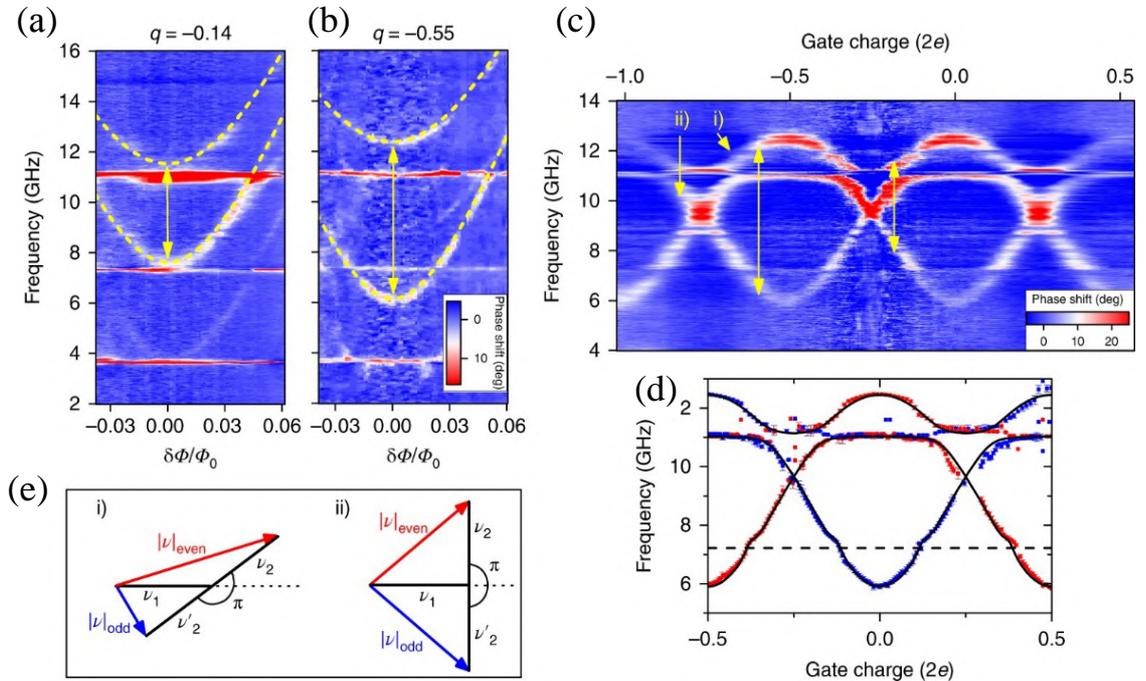


Рисунок 5.11 – (a), (b) Данные спектроскопии одного и того же устройства для двух разных приложенных напряжений затвора (разный заряд островка  $q$ ). Считывание производится с помощью двухтоновой микроволновой спектроскопии. Пунктирные линии соответствуют уравнению (5.3); единственное различие между четырьмя пунктирными линиями – это заряд; все остальные параметры подгонки одинаковы. Другие видимые параболические спектроскопические линии обусловлены переходами энергетических уровней более высокого порядка, а горизонтальные линии являются модами резонатора. (c) Данные двухтоновой микроволновой спектроскопии, полученные при  $\delta\Phi = 0$  в зависимости от наведенного заряда на острове. Двусторонние стрелки указывают идентичные рабочие точки в (a) и (b). (d) Извлеченные частоты перехода для четного (красного) и нечетного (синего) состояний четности. Сплошные линии соответствуют уравнению (5.3), где мы также включили гибридизацию с третьей резонансной модой на частоте 11 ГГц (сила связи  $g = 225$  МГц) и слабую связь со второй резонансной модой (пунктирная линия на частоте 7,3 ГГц,  $g \approx 70$  МГц). (e), Геометрическая конструкция двух состояний четности, четного (красный) и нечетного (синий) в SQUID, сдвинутых на фазу  $\pi$  в комплексной плоскости; (i) и (ii) случаи двух разных зарядов затвора, указанных в (c).

Показанные осцилляции неоспоримо говорят об интерференции туннелирующих квантов потока, и этот фундаментальный механизм лежит в основе работы SQUID, а также является проявлением эффекта Ааронова-Кашера в однородном проводнике без туннельных барьеров. Это также подтверждается подгонкой экспериментальных данных уравнением. Из результатов аппроксимации мы получаем значения амплитуд:  $\nu_1 = 9,2$  ГГц и  $\nu_2 = 3,3$  ГГц. Близость амплитуд позволяет аккуратно сравнить работу SQUID с предсказаниями теории.

Мы можем выразить энергию проскальзывания фазы одиночного сужения при помощи безразмерной проводимости  $g_\xi = R_q/R_\xi$  для сегмента проволоки длиной  $\xi$ , где  $R_q = h/4e^2$ ,  $E_s = (\Delta g_\xi) \exp(-ag_\xi)$ . Здесь введен безразмерный параметр  $a \approx 0,3$ , который слабо зависит только от электромагнитного окружения, в котором находится центр проскальзывания фазы. Для измеренных амплитуд  $\nu_2 = 3,3$  ГГц и  $\nu_1 = 9,2$  ГГц и для сужений с размерами  $46 \times 30$  и  $39 \times 30$  квадратных нанометров соответственно, мы получаем оценку  $a \approx 0,29$ , что отлично согласуется с ожидаемым значением.

При изменении внешнего потока в сторону от точки вырождения мы ожидаем, что изменение энергии перехода в зависимости от индуцированного заряда будет подавляться. На рисунке 5.12(a) мы показываем разность энергии перехода в максимуме и минимуме уравнения (5.3) по отношению к наведенному заряду  $q$  как функцию отстройки магнитного потока  $\delta\Phi$ , и на рисунке 5.12(b) мы показываем ожидаемое и измеренное отклонение уравнения (5.3) от синусоидальной зависимости  $\Delta E$  от  $q$ . Оба этих измерения исключительно хорошо согласуются с ур. (5.3)(1.11). Ширина линии перехода составляет  $\Delta E/h = 200$  МГц в режиме слабой накачки полем как для четного, так и для нечетного случая; кроме того, вероятности заполнения основного и первого возбужденного состояний не зависят от четности квазичастиц, см. рисунок 5.12(c). Ширина линии подобна тому, что было получено в предыдущих работах по изучению CQPS.

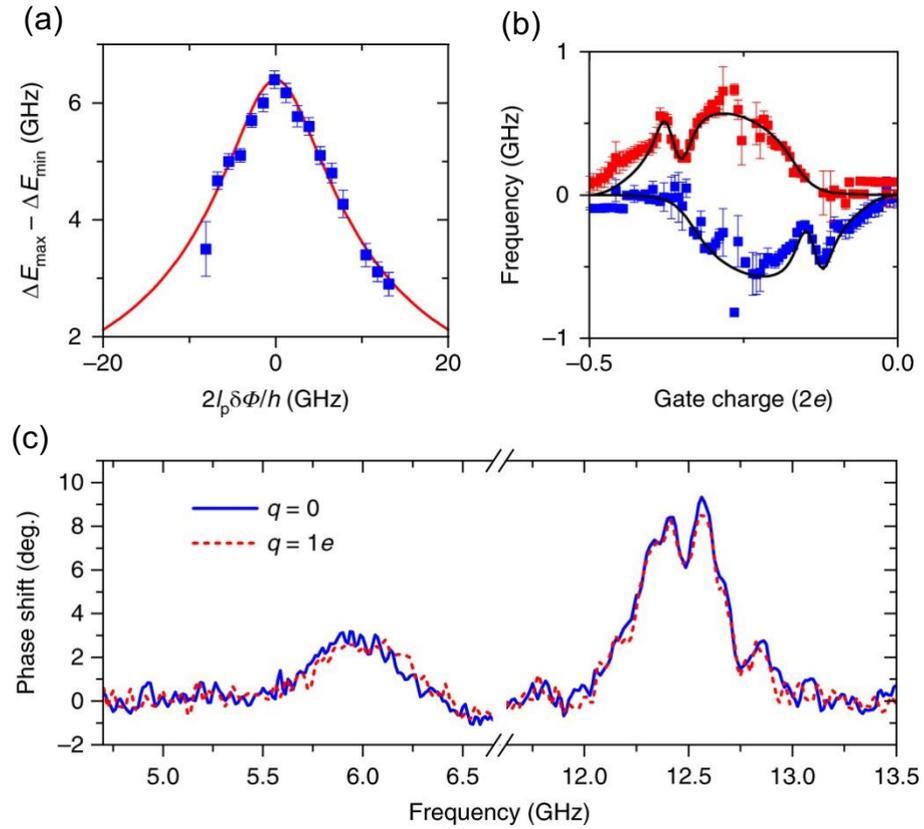


Рисунок 5.12 – (а) Измеренная максимальная разница в частоте перехода, полученная при индуцированных зарядах затвора 0 и  $1e$  соответственно, как функция отклонения потока от точки вырождения  $\delta\Phi = 0$ . Красная сплошная линия соответствует уравнению (5.3). (б) Отклонение двух нижних мод от чисто синусоидальной зависимости  $E_s(q)$  от напряжения затвора. Резкий излом обусловлен подключением ко второй резонансной моде резонатора. Ошибки указывают 95%-ные доверительные границы для соответствия положений пиков на рисунке 5.11(с), Двухтоновый фазовый отклик для двух наведенных зарядов затвора, показывающий равные заселенности двух состояний четности. Различия в пиковых амплитудах высокой и низкой частоты обусловлены разной силой связи с модой резонатора.

Происхождение флуктуаций четности следует из специфики нашего устройства. Мы можем ввести произвольное количество квазичастиц на острове SQUID без добавления дополнительной электростатической энергии. Вместо этого, сопротивление в нормальном состоянии определяет то время, которое неравновесная квазичастица проводит на островке (в отсутствии рекомбинации, которая сохраняет четность). Мы можем оценить минимальное время нахождения

квазичастицы на островке как  $\tau_{qp} \approx e^2 R_{\square} V \rho \approx 2$  нс, [343] где  $\rho = 3,8 \times 10^{47}$  Дж<sup>-1</sup> м<sup>-3</sup> – плотность состояний в NbN на уровне Ферми и  $V \approx 10^{-22}$  м<sup>3</sup> – примерный объем островка. Таким образом, при наличии неравновесных квазичастиц в подводах мы ожидаем сильных флуктуаций среднего числа квазичастиц на островке SQUID, что и приводит к наблюдаемым равным вероятностям реализации той или иной четности при усреднении измерений по гораздо более длительному времени. Наблюдаемое время нахождения квазичастиц на островке сравнимо с временем когерентности системы  $\tau \approx 5$  нс, которое мы можем извлечь из полученных экспериментально линий переходов.

В дополнение к флуктуациям четности, мы наблюдаем большие дробные скачки заряда на масштабах нескольких часов, что может быть отнесено к флуктуациям заряда в окружающей диэлектрике и является четким проявлением того, что флуктуации заряда в длинных подводных проводах могут влиять на когерентность и на величину амплитуд проскальзывания фазы, подобно тому, как это уже наблюдалось на цепочках джозефсоновских контактов [371, 380].

Мы показали и проконтролировали интерференцию когерентных амплитуд проскальзывания фазы в зарядовом квантовом интерферометре, состоящем из двух центров проскальзывания фазы. Отличное соответствие с теорией и большой отклик на наведенный заряд убедительно показывают наличие эффекта Ааронова-Кашера в непрерывной сильно неупорядоченной, но однородной с точки зрения параметра порядка системы. Эта демонстрация дуальности SQUID и СКВИДа (SQUID) является важным шагом на пути создания квантового стандарта тока на основе CQPS; однако, наличие большого числа квазичастиц в наноструктуре может стать дополнительной сложностью на пути реализации такого стандарта. Квазичастицы могут приводить к спонтанному квазичастичному току и сбою фазы блоховских осцилляций. Таким образом, это инженерная проблема, которая должна быть решена при помощи реализации квазичастичных ловушек и других приемов борьбы с квазичастицами. Помещение SQUID в высокоомное окружение в схемах измерения постоянных токов и напряжений может помочь в реализации квантовых стандартов тока.

### Технология изготовления

Тонкие пленки NbN были нанесены на нелегированный Si (100) методом атомно-слоевого осаждения с усилением плазмы (PEALD). Процесс NbN ALD основан на принципе самоограничивающейся поверхностной реакции с хорошо контролируемым ростом слоя на  $0,46 \text{ \AA}$  за цикл. Таким образом, для экспериментов SQUID сверхпроводящие слои NbN толщиной всего 3,3 нм были получены в процессе ALD продолжительностью 72 цикла. Подготовленные слои имеют зернистую пленочную структуру. Более подробная информация приведена в ссылках [33,35] и дополнительном материале. Точная регулировка химического состава, кристаллической структуры и толщины пленки позволяет получать слои NbN с вышеуказанными высокими значениями  $T_c$ ,  $R_{\square}$  и  $L_{\square}$ , которые необходимы для наблюдения SQUID. Сама структура изготавливалась методом электронной литографии, которая позволяет изготавливать номинально идентичные нанопроволочки в колечках.

### Измерения

Для микроволнового возбуждения использовались коаксиальные линии с набором аттенюаторов, и передаваемый сигнал пропусклся через два криогенных изолятора перед усилением криогенным транзисторным усилителем с высокой подвижностью электронов при 4 К. Напряжения на затворе подавались через термокоаксиальные линии фильтрации нижних частот с дополнительной фильтрацией нижних частот при базовой температуре. Измеренный период затвора ( $2e$ ) в образце составил 60,1 мВ, что дает эффективную емкость затвора 5 аФ. Это хорошо согласуется с электростатическими расчетами методом конечных элементов общей емкости 20 аФ, как видно на рисунке, который также включает вклад емкости затвора. Дисперсионное считывание резонатора выполняется путем подачи слабого зондирующего сигнала на основной резонансной частоте 3,74 ГГц, который отслеживает сдвиг фазы резонатора (с использованием векторного анализатора) в ответ на сигнал, который индуцирует переходы в энергетическом

спектре колечка. Исследуемый образец имел шесть петелек с рабочими сужениями, что позволяло легко идентифицировать отдельные колечки.

## **5.5 Нестационарный эффект когерентного квантового проскальзывания фаз**

Нестационарный эффект Джозефсона, предсказанный в 1962 году и продемонстрированный экспериментально в 1963 году в виде *ступенек напряжения* (или ступенек Шапиро) туннелирования куперовских пар, является одним из самых фундаментальных явлений квантовой механики и чрезвычайно важен для метрологических квантовых стандартов напряжения. Физически дуальный ему эффект, когерентное квантовое проскальзывание фазы (CQPS) – туннелирование квантов магнитного потока через сверхпроводящую нанопроволочку под действием электромагнитного излучения, как предполагается, проявляется в виде квантованных ступенек тока [381, 138]. Основная физическая значимость нестационарного эффекта CQPS также обосновывается практической важностью для будущих современных стандартов в качестве недостающего элемента для замыкания треугольника квантовой метрологии [310, 382]. В 2012 году CQPS было продемонстрировано как суперпозиция квантов магнитного потока в сверхпроводящих нанопроволочках [116]. Однако прямое наблюдение отчетливо выраженных токовых ступенек в сверхпроводниковой наноструктуре, будучи единственным неподтвержденным базовым эффектом сверхпроводимости на сегодняшний день, не было продемонстрировано до недавнего времени из-за отсутствия подходящих материалов и трудностей в измерительной схеме.

В этой главе мы демонстрируем прямое наблюдение дуальных ступенек Шапиро в сверхпроводящей нанопроволочке [383]. Резкие ступеньки отчетливо видны вплоть до частоты 26 ГГц при значении тока 8,3 нА и ограничены частотной

полосой имеющейся установки. Ступеньки тока были теоретически предсказаны в небольших джозефсоновских переходах (JJs) 30 лет назад [310]. Однако неизбежное в джозефсоновских переходах уширение препятствует их прямому экспериментальному наблюдению [384, 323]. Мы решили эту проблему, поместив тонкую нанопроволоку NbN в индуктивную среду.

Квантово-механический дуализм – фундаментальная концепция физики, диктующая, что фаза и заряд сверхпроводника являются квантовомеханически сопряженными переменными [385]. При некоторых условиях существует точная дуальность между динамикой заряда  $Q$  через тонкий туннельный барьер диэлектрика, и динамикой квантов магнитного потока  $\Phi_0$  через тонкую сверхпроводящую проволочку. В обоих случаях нелинейные эффекты приводят к образованию ступенек на характеристиках ток-напряжение (I-V) под действием микроволнового излучения. В обычных джозефсоновских переходах хорошо известные ступеньки Шапиро [309], которые появляются при напряжениях  $V_n = \Phi_0 f n$ , где  $f$  – частота микроволнового излучения,  $\Phi_0$  – квант потока и  $n$  – целое число, см. рисунок 5.13(a). Дуальным явлением является образование токовых ступеней в CQPS-переходах. Ступеньки образуются при значениях тока  $I_n = Q_0 f n$ , где квант заряда  $Q_0 = h/\Phi_0 = 2e$  (это заряд куперовской пары, состоящей из двух электронов с зарядом  $e$ ) (рисунок 5.13(b)) [310]. Чтобы наблюдать эффект Джозефсона, JJ обязательно шунтируется емкостью, как показано на рисунке 5.13(c). Аналогично, для наблюдения CQPS необходима последовательная индуктивность. Это также приводит к подавлению флуктуаций заряда (рисунок 5.13(d)).

Теория предсказывает [310, 381], что дуальные ступени Шапиро (ступени тока) могут наблюдаться в джозефсоновских переходах с сопротивлением,  $R_J$ , большим, чем квант сопротивления,  $R_Q = h/4e^2 \approx 6,5$  кОм, а энергия Джозефсона,  $E_J$ , близка к зарядовой энергии перехода,  $E_C$ ;  $E_J \approx E_C$ . Джозефсоновская энергия  $E_J = I_c \Phi_0 / 2\pi$  определяется критическим током перехода  $I_c$ , а зарядовая энергия  $E_C = e^2 / 2C$ , – его емкостью  $C$ . Дуальные ступеньки Шапиро экспериментально

наблюдались в дифференциальном сопротивлении JJs [386]. Однако прямое наблюдение ступенек в  $I$ - $V$  характеристиках в таких системах оказалось затруднительным, как показали последующие эксперименты [387]. Эта трудность, вероятно, связана с гистерезисным транспортным поведением переходов с  $E_J \approx E_C$  и  $R_J \gg R_Q$  и относительно небольшим значением энергетического зазора, отделяющего нижнюю блоховскую зону от возбужденных состояний. Зазор приблизительно равен джозефсоновской энергии  $E_J = \Delta R_Q / 2R_J \ll \Delta$ , где  $\Delta$  – сверхпроводящая щель. Это приводит к туннелированию Ландау-Зенера на более высокие энергетические уровни и способствует частому переключению между сверхпроводящим и резистивным состояниями [388, 384]. Такие процессы размывают дуальные ступени Шапиро и значительно уменьшают диапазон токов смещения и частот, при которых их можно наблюдать.

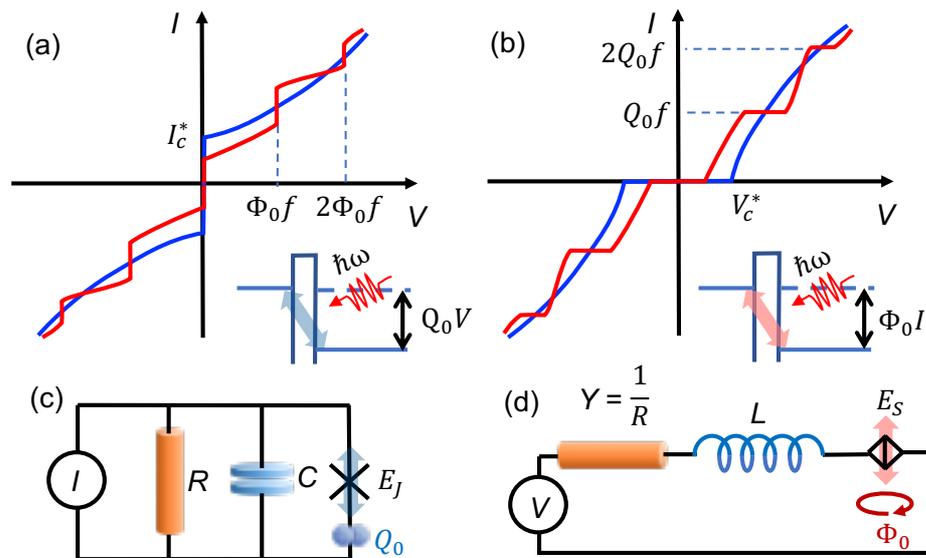


Рисунок 5.13 – Принципы микроволнового индуцированного транспорта в дуальных цепях. (а)

Транспорт заряда в JJ. (b) CQPS транспорт через сверхпроводящую проволочку. В (а) и (b) схематически показаны ВАХ без СВЧ (синяя кривая) и под действием СВЧ (красная кривая). На вставках показаны энергетические диаграммы для такого транспорта между резервуарами, разделенными туннельными барьерами (изолятор и нанопроволочка), смещенными на  $Q_0 V_{dc}$  в JJ и  $\Phi_0 I_{dc}$  в CQPS. Эффективные электрические цепи для транспортных измерений: (c) для JJ, (d) для CQPS. Туннелирование куперовских пар в JJ заменено туннелированием вихрей через нанопроволочку CQPS. Емкость  $C$  и резистор  $R$  параллельно JJ заменены индуктивностью  $L$  и адмиттансом  $Y$  последовательно с переходом CQPS.

Альтернативной системой, где предсказано появление дуальных ступенек Шапиро, является сверхпроводящая нанопроволочка: туннельный элемент для магнитных потоков [322, 323, 138]. В отличие от JJ, нанопроволочка может иметь высокое значение захватывающего тока (re-trapping current),  $I_r$ , ниже которого сверхпроводящая ветвь I-V характеристики стабильна. Кроме того, энергетическая щель в спектре идеальной нанопроволоки очень велика ( $\sim 2\Delta$ ). Более того, CQPS в нанопроволочках уже использовалось для демонстрации суперпозиции состояний потока в различных материалах [116, 347, 139] и для демонстрации интерференции амплитуд туннелирования CQPS (эффект Ааронова-Кашера) [140].

Здесь мы демонстрируем дуальные ступеньки Шапиро в нанопроволочках NbN под воздействием микроволн. Вся сверхпроводящая часть схемы (рисунок 5.14(a)) изготовлена из сверхпроводящей пленки NbN толщиной 2,7 нм с критической температурой  $T_c \approx 5,8$  К, изготовленной методом атомно-слоевого осаждения [136], со сверхпроводящей щелью в пределе БКШ  $\Delta \approx 1$  meV. Пленка с расчетным поверхностным сопротивлением  $R_S \approx 4$  кОм, находится вблизи точки перехода сверхпроводник-изолятор.

Переход CQPS представляет собой сужение с геометрической шириной  $\sim 20$  нм и длиной  $\sim 50$  нм в полоске NbN шириной 100 нм (рисунок 5.14(a)). Длинные меандры NbN шириной 100 нм по обе стороны от сужения образуют высокую кинетическую общую индуктивность  $L = 2(L' + L'') \approx 4,4$  мкГн. Небольшой геометрический размер индуктивностей минимизирует шунтирующую емкость. Большинство приборов измеряются с помощью четырехточки. Выводы отделены от сверхпроводящей структуры компактными Pd сопротивлениями с общим сопротивлением  $R = 2R' \approx 23,5$  кОм. Соответствующая постоянная времени системы составляет  $\tau = L/R \approx 0,2$  нс. Высокочастотный микроволновый сигнал подается через две емкости связи  $C_k \approx 1$  фФ из Pd.

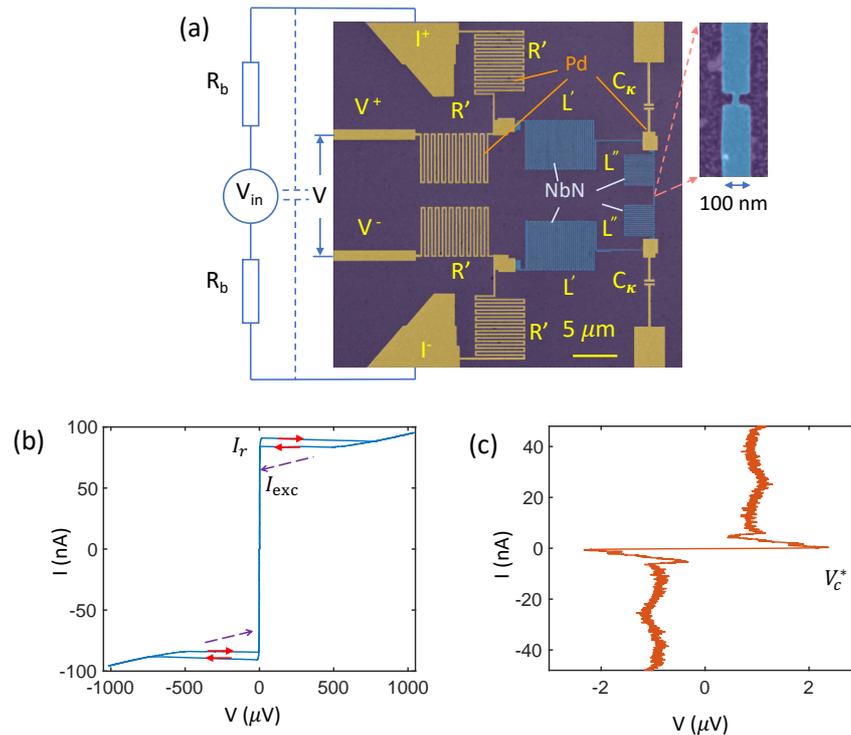


Рисунок 5.14 – Устройство и транспортные измерения. (а) Изображение готового устройства. Сверхпроводниковая проволока шириной 100 нм включает сужение с размерами  $20 \times 50$  нм<sup>2</sup> и встроена в цепь с четырьмя компактными последовательными индуктивностями из пленки NbN величиной  $L' \approx 1,7$  мкГн,  $L'' \approx 0,5$  мкГн. Индуктивности подключены к последовательным Pd сопротивлениям  $R' = 11,5$  кОм и Pd контактным площадкам. Схема подключена к выводам тока,  $I^+ / I^-$ , и напряжения  $V^+ / V^-$ . Микроволновое излучение подается через копланарную линию на кристалле, соединенную со схемой через емкость  $C_k$ . На вставке показан CQPS-переход – небольшое сужение нанопроволоки. (б) ВАХ в широком диапазоне напряжений демонстрируют высокие токи повторного захвата  $I_r$  и избытка  $I_{exc}$ . (с) I-V характеристика центральной части. Четкая блокада наблюдается при критическом напряжении  $V_c^* \approx 2,3$  мкВ.

Типичная I-V кривая, измеренная при базовой температуре 10 мК (рисунок 5.14(b)), демонстрирует необычные особенности. Отчетливо проявляется сверхпроводящее поведение с очевидным критическим током, близким к 100 нА, выше которого нанопроволочка переходит в нормальное состояние. Большой избыточный ток  $I_{exc} \approx 65$  нА предполагает отсутствие нежелательных туннельных переходов внутри нанопроволочки [389, 390]. Напротив, в районе нулевого тока проявляется блокада тока при напряжениях  $|V| < V_c^*$  с  $V_c^* = 2,3$  мкВ (рисунок 5.14(c)). Мы охарактеризовали десятки образцов, некоторые из них

имеют чисто сверхпроводящее поведение с  $V_c^* = 0$ , а другие демонстрируют большие критические напряжения  $V_c^* \geq 50$  мкВ [391]. Мы обнаружили, что только образцы с критическими напряжениями в диапазоне  $0,2 \text{ мкВ} < V_c^* < 30 \text{ мкВ}$  ( $\ll \Delta/e \approx 1 \text{ мВ}$ ) демонстрируют дуальные ступеньки Шапиро.

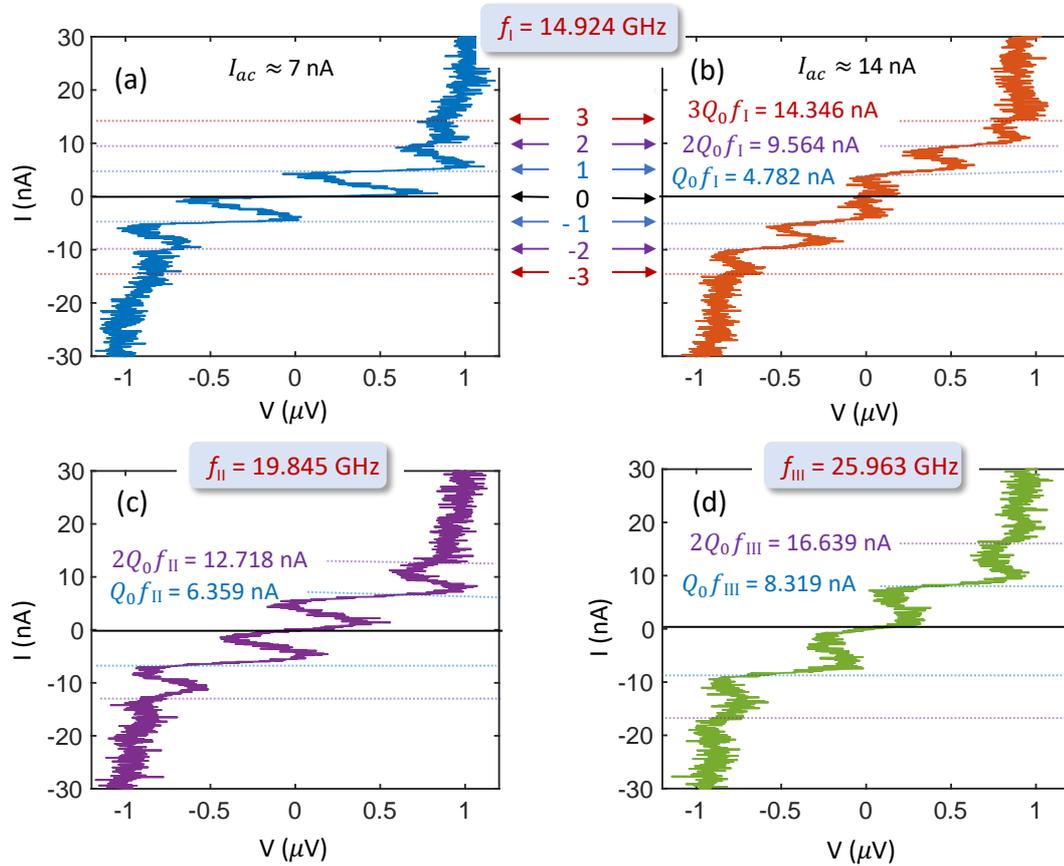


Рисунок 5.15 – Перевернутые ступеньки Шапиро в четырехточечных I-V измерениях.

Горизонтальные линии показывают ожидаемое положение плато при  $nQ_0f$ . (a)  $f_I = 14,924$  ГГц.

(b)  $f_I = 14,924$  ГГц с переменным током в 2,6 раза больше, чем в (a). (c)  $f_{II} = 19,845$  ГГц. (d)

$f_{III} = 25,963$  ГГц.

При микроволновом возбуждении возникают ступеньки тока и кривая I-V резко изменяется. На рисунке 5.15 показаны ступеньки в измеренной I-V характеристике на частотах  $f_I = 14,924$  ГГц,  $f_{II} = 19,845$  ГГц и  $f_{III} = 25,963$  ГГц. Первые две ступеньки для каждой частоты появляются при  $I_{\pm 1(2)} = \pm 1(2) \times Q_0f = \pm 2(4) \times ef$  в согласии с теорией. Самая высокая частота, на которой эффект все еще заметен – 31 ГГц ( $I_1 = Q_0$ ,  $f \approx 10$  нА). Частота ограничена полосой

пропускания линий передачи и может быть увеличена путем модификации экспериментальной установки.

В режиме с преобладанием CQPS кванты магнитного потока туннелируют через нанопроволочку со скоростью  $V_{dc}/\Phi_0$ , пропорциональной напряжению смещения. Этот процесс дуален потоку заряда сверхтока  $I_{dc}^J (< I_c^J)$  через изолятор барьера JJ с критическим током JJs  $I_c^J = 2\pi E_J/\Phi_0$ . Здесь и далее надстрочный символ 'J' обозначает случай JJ на рисунке 5.13(а,с). В CQPS-режиме критический ток заменяется критическим напряжением  $V_c = 2\pi E_S/Q_0$ , где  $E_S$  – энергия CQPS. Заряд емкости  $Q^J = CV_{dc}^J$  ( $V_{dc}^J$  – приложенное постоянное напряжение) в цепи, рисунок 5.13(с), эквивалентен магнитному потоку  $\Phi = LI_{dc}$ , определяемому постоянным током  $I_{dc}$  в цепи на рисунке 5.13(д). Чтобы объяснить происхождение этой дуальности, мы кратко изложим теорию CQPS. Удобно характеризовать состояние системы общим числом  $k$  квантов потока  $\Phi_0$ , которые пересекли нанопроволочку к заданному моменту времени. Тогда соседние состояния связаны энергией  $E_S$ . Если через нанопроволочку протекает сверхток вида  $I(t) = I_{dc} + I_{ac}\cos(\omega t)$ , где  $\omega = 2\pi f$ , энергия состояния  $|k\rangle$  становится  $E_k(t) = -kI(t)\Phi_0$ . Следовательно, система описывается простым гамильтонианом:

$$H = \sum_k [E_k(t)|k\rangle\langle k| - \frac{E_S}{2}(|k\rangle\langle k+1| + |k+1\rangle\langle k|)], \quad (5.4)$$

который широко используется в физике конденсированных сред. Например, оно точно моделирует осцилляции Блоха в полупроводниковых сверхрешетках [392]. При условии резонанса,  $I_{dc}\Phi_0 = n\hbar\omega = nQ_0f\Phi_0$ , туннелирование потока синхронизируется с микроволновым сигналом и формируется ступенька тока. Это схематически изображено на вставке рисунка 5.13(б) для  $n = 1$ .

Собственные состояния гамильтониана уравнения (5.4) при  $I(t) = 0$  образуют блоховскую зону. Каждое состояние характеризуется квазимимпульсом  $q$  который представляет собой заряд, переносимый через нанопроволочку

куперовскими парами. При ненулевом токе смещения этот заряд изменяется во времени как  $\dot{q} = I(t)$  и на его динамику влияет импеданс, приложенный к нанопроволочке. Рассматривая схему на рисунке 5.13(d) и предполагая, что напряжение смещения содержит постоянную и переменную компоненты  $V(t) = V_{dc} + V_{ac} \cos(\omega t)$ , получаем следующее уравнение для  $q$  [310]:

$$\tau \ddot{\theta} + \dot{\theta} + \omega_c \sin \theta = \omega_{dc} + \omega_{ac} \cos \omega t, \quad (5.5)$$

где  $\theta = 2\pi q / Q_0$ ,  $\tau = L/R$ ,  $\omega_{dc} = 2\pi V_{dc} / RQ_0$ ,  $\omega_{ac} = 2\pi V_{ac} / RQ_0$  и  $\omega_c = 2\pi V_c / RQ_0$ . Согласно этой модели, при  $V_{ac} = 0$  и напряжениях ниже критического  $|V_{dc}| < V_c$  средний ток  $\langle \dot{q} \rangle = 0$ . Это действительно наблюдается в эксперименте, см. рисунок 5.14(c). Вне области блокады, уравнение (5.5) предсказывает быстрое падение усредненного по времени напряжения  $\langle V_c \sin \theta \rangle$  с увеличением тока [310], что снова согласуется с нашими наблюдениями, представленными на рисунке 5.14(c).

Уравнение (5.5) также описывает JJ динамику (рисунок 5.13(a,c)) в так называемой RCSJ модели [393] со следующими заменами  $\theta \rightarrow \varphi$ ,  $\tau \rightarrow CR$ ,  $\omega_c \rightarrow 2\pi I_c R / \Phi_0$ ,  $\omega_{dc} \rightarrow 2\pi I_{dc}^J R / \Phi_0$  и  $\omega_{ac} \rightarrow 2\pi I_{ac}^J R / \Phi_0$ . Используя эту аналогию, можно вывести универсальное выражение для вольт-амперной характеристики нанопроволочки, подверженной воздействию микроволнового излучения,

$$V(I) = \sum_n J_n^2 \left( \frac{I_{ac}}{Q_0 f} \right) V_0(I_{dc} - Q_0 f n). \quad (5.6)$$

Здесь  $J_n(x)$  – функция Бесселя, а  $V_0(I)$  – зависимость напряжения от тока в отсутствие излучения, определяемая шумом окружающей среды [394]. Уравнение (5.6) является дуальным вариантом формулы Тьен-Гордона [395]. Обычная формула Тьен-Гордона точно описывает I-V характеристики джозефсоновских контактов с малыми критическими токами [396, 397]. Уравнение (5.6) является

универсальным. Оно не ограничено моделью (5.5) и остается справедливым для любого внешнего сопротивления и шума при условии, что  $V_c$  достаточно мал.

Мы полагаем, что конечный наклон плато тока в эксперименте, в основном, вызван тепловым шумом резисторов, которые нагреваются током смещения, выделяющим джоулеву энергию  $I^2R \sim 10^{-12}$  Вт для демонстрируемых ступеней. Предполагая, что электрон-фононная связь является основным механизмом охлаждения [398], мы оцениваем температуру резисторов на первых плато, вызванных постоянным током на рисунке 5.14 как  $T \sim 0,2$  К. Сверхпроводимость вряд ли ожидается в такой системе, и она, действительно, не продемонстрирована, как на рисунке 5.14(b). Из эксперимента мы находим ширину соответствующих пиков в  $dV/dI$ ,  $\Delta I \leq 2$  нА (см. рисунок 5.16 (а)). Ширина пика оценивается как  $\Delta I_T = \sqrt{(4k_B T/R)\Delta f_c} = \sqrt{k_B T/L}$ . В нашей схеме  $LR \Delta f_c = R/4L$ , что дает  $\Delta I_T \approx 1$  нА. В обсуждаемом образце экспериментально наблюдаемые пики при ненулевом смещении обычно близки, но немного шире, чем  $\Delta I_T$ . Ширина, в основном, зависит от амплитуды переменного тока.

Моделирование на основе уравнения (5.6) представлено на рисунке 5.16(b). Мы подогнали зависимость дифференциального сопротивления от тока смещения без СВЧ мощности к форме  $dV/dI = A(\Delta I^2 - I_{ac}^2)/(\Delta I^2 + I_{ac}^2)^2$ , ожидаемой для области блокады [394], и вычислили  $dV/dI$  при ненулевых мощностях из уравнения (5.6), корректируя ширину пика согласно  $\Delta I = \Delta I_0(1 + \alpha I_{ac}^2)^{0,1}$ , где  $\Delta I_0$  и  $\alpha$  взяты для воспроизведения экспериментальных  $\Delta I$  при нулевом и максимальном  $I_{ac}$ . Зависимость возникает из предположения о фононном охлаждении, когда  $\Delta I \sim \sqrt{T_{eff}}$  из-за эффективной температуры  $T_{eff} = (T_0^5 + W_{ac})^{1/5}$  [398], где мощность переменного тока составляет  $W_{ac} \sim I_{ac}^2$ . На рисунке 5.16(c) показаны осцилляции  $dV/dI$  от амплитуды  $I_{ac}$  приложенного микроволнового сигнала на ступенях тока, т.е. при  $I_{ac} = nQ_0f$  (точки), вместе с моделированием, показанным сплошными линиями. Эти колебания, в основном, определяются функциями Бесселя из уравнения (5.6) с дополнительным затуханием, вызванным ростом температуры при увеличении мощности. На

рисунке 5.16(d) показаны положения пиков  $dV/dI$  в зависимости от частоты для нескольких образцов с различными критическими напряжениями  $V_C$ . Мы фитируем эти данные  $I_{dc} = Q'_0 f$  и получаем  $Q'_0 = (3,20 \pm 0,01) \times 10^{-19}$  Кл, что согласуется с зарядом куперовской пары  $2e$ . На вставке мы строим график отношения  $I_{dc}/Q_0 f$  для всех точек данных, чтобы показать разброс точек данных.

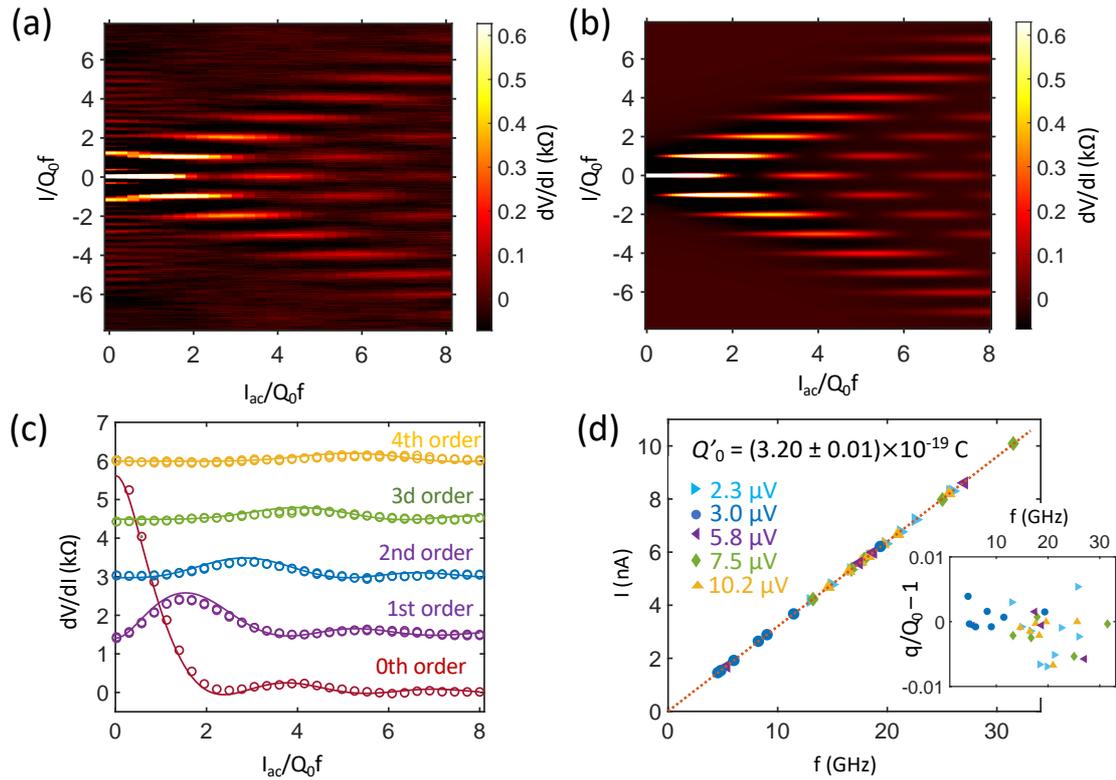


Рисунок 5.16 – Осцилляции пиков  $dV/dI$ . (a) Характеристики  $dV/dI$  на двумерной плоскости, экспериментально измеренные на частоте 14,924 ГГц. (b) Моделирование, учитывающее эффект нагрева от Pd резисторов. (c) Поперечные сечения в позициях  $n$  квантованных ступеней. Сплошные линии – моделирование. Каждый график смещен на  $n \times 1,5$   $k\Omega$  по оси  $y$ . (d)  $dV/dI$  для  $n = \pm 1$  разности положений пиков, рассчитанный как  $\tilde{I}_1 = (I_1^{max} - I_{-1}^{max})/2$  различных образцов с различными  $V_C^*$  (указаны в подписи). Вставка показывает  $q/Q_0 - 1$  с  $q = \tilde{I}_1/f$ . Красная пунктирная линия –  $I = Q_0 f$ .

Помимо фундаментального характера явления, наблюдение дуальных ступенек Шаapiro окажет большое влияние на метрологию. Подобно обычным ступенькам Шаapiro, используемым для коммерческих стандартов напряжения,

дуальные ступеньки Шапиро послужат основой для квантовых стандартов тока. В 2019 году Всемирный метрологический конгресс объявил о новом стандарте электрического тока  $I$ , определяющем его как произведение частоты и кванта заряда. До сих пор квантовые стандарты существуют для напряжения  $V$  и резистора  $R$ , а чтобы замкнуть "метрологический треугольник" (согласно одного из его определений) с тремя взаимосвязанными величинами  $V$ - $R$ - $I$ , необходим квантовый стандарт тока. В настоящее время существует несколько устройств, использующих перенос отдельных электронов [382]. Наиболее продвинутым из них является одноэлектронный насос, где электроны переносятся через полупроводниковую квантовую точку [399]. На сегодняшний день достигнута максимальная сила тока 170 пА. Дальнейшее увеличение тока ограничено неадиабатическим возбуждением электронов на более высокие уровни в квантовой точке, что также ограничивает точность устройства. Мы демонстрируем большее значение тока, приближающееся к 10 нА, на первом плато, и оно может быть еще более увеличено. Важно отметить, что есть также возможности для оптимизации шумов и фильтрации, что приведет к более плоским плато тока.

## 5.6 Выводы к главе 5

Впервые реализован фундаментальный эффект сверхпроводимости – эффект квантового проскальзывания фазы.

1. Продемонстрирован эффект квантового проскальзывания фазы в сверхпроводниковой нанопроволочке. Эффект наблюдается как суперпозиция двух квантов потока в сверхпроводящем колечке с нанопроволочкой. Такая система представляет из себя кубит на двух состояниях в базисе квантов магнитного потока.

2. Показана универсальность эффекта. Эффект продемонстрирован в различных материалах, а именно в нанопроволочках из тонких плёнок  $\text{InO}_x$ ,  $\text{NbN}$ ,  $\text{TiN}$ .

3. Показана когерентная динамика – когерентные осцилляции, измерены времена когерентности. На основании поведения кубитов сделаны выводы о механизмах декогеренции в CQPS кубитах.

4. Продемонстрирована интерференция двух амплитуд CQPS. Амплитуды складываются с учётом разности фаз, возникающих из-за наведённого заряда на металлическом острове между электродами. Этот эффект известен как Ааронов-Кашер эффект и он дуален эффекту Ааронова-Бома. Реализованное устройство, в свою очередь, дуально СКВИД-у (SQUID) и названо ЗКВИД (CQUID).

5. Продемонстрирован нестационарный CQPS эффект. Эффект в точности дуален нестационарному джозефсоновскому эффекту и проявляется в виде токовых ступенек на вольт-амперных характеристиках при измерении транспорта через проволочку. Ключевым элементом схемы является большая по величине, но компактная по размерам индуктивность. Этот эффект имеет большое значение для метрологии, так как позволяет замкнуть метрологический треугольник. Недостающее звено в нем – квантовый стандарт тока, наряду с существующими квантовыми стандартами напряжения и сопротивления.

## 6 Заключение

Квантовая оптика на искусственных квантовых системах – новая перспективная область физики, которая получила импульс к развитию благодаря новейшим достижениям в нанотехнологии и экспериментальной технике. Настоящая диссертация представляет серию пионерских работ в рамках этого направления. В большинстве работ демонстрируются фундаментальные эффекты, которые закладывают основу квантовой оптики в СВЧ диапазоне на искусственных квантовых системах. Помимо фундаментального интереса это направление имеет большое прикладное значение. На основе представленных явлений можно разрабатывать устройства, например, чувствительные датчики и сенсоры. Одно из практически интересных направлений – квантовая информатика, которая, в частности, активно развивается на сверхпроводниковых квантовых схемах, аналогичных тем, что используются в квантовой оптике на чипе. Кроме того, ещё предстоит исследовать перспективные направления квантовых вычислений на фотонных и/или фононных системах в СВЧ диапазоне. Существенная часть диссертации посвящена таким системам. Другое важнейшее прикладное направление – это метрология. Когерентное квантовое проскальзывание фазы в сверхпроводящих нанопроволочках, представленное в 5-ой главе диссертации – яркий, но далеко не единственный пример непосредственного вклада в квантовую метрологию.

Следующие основные результаты представлены в диссертации:

1. Продемонстрированы детекторы фотонов на квантовых точках в двумерном газе галлий-арсенидовых гетероструктур. Реализовано два типа детекторов:

- Детектор фотонов в сильных магнитных полях на частоте циклотронного резонанса в терагерцовом диапазоне.

- Детектор фотонов в нулевом магнитном поле на двойной квантовой точке на частоте плазменного резонанса  $\sim 0,5$  ТГц. Оба типа детекторов используют чувствительный электромметр (в режиме одноэлектронного транзистора) с электростатической связью к детектирующей части. Единичный поглощенный фотон при этом приводит к внутренней поляризации в структуре и существенно воздействует на макроскопический ток через SET.

2. Впервые была продемонстрирована когерентная связь двух сверхпроводниковых зарядовых кубитов. На основе такой системы реализован первый вентиль CNOT.

3. Продemonстрирован метод однократного вычитывания сверхпроводникового зарядового кубита. Схема включает в себя чувствительный SET-электромметр и остров-ловушку, который заряжается элементарным избыточным зарядом только в случае, если эволюция кубита заканчивалась в состоянии  $|1\rangle$ .

4. Изучена когерентная динамика зарядового кубита. Обнаружено, что на высоких частотах кубит релаксирует благодаря омическому квантовому шуму, который пропорционален энергии (частоте  $f$ ). С другой стороны, система испытывает дефазировку из-за низкочастотных зарядовых флуктуаций со спектром шума  $1/f$ . Продолженные зависимости обоих шумов ( $f$  и  $1/f$ ) пересекаются на частотах, соответствующих тепловым флуктуациям. Оба типа шумов могут быть объяснены спектром двухъямных зарядовых флуктуаторов, энергии расщепления (возбуждения) которых лежат в широком диапазоне энергий.

5. Впервые продемонстрирован целый ряд фундаментальных эффектов квантовой оптики на чипе в СВЧ диапазоне. Среди этих эффектов:

- Лазерный эффект на одиночном искусственном атоме. Инверсная заселённость осуществляется через имплементированный процесс джозефсоновского квазичастичного цикла (JQP).
- Когерентная (сильная) связь потокового кубита с резонатором.
- Физически сильная связь одиночного атома с открытым пространством (одномерной копланарной линией). Эта работа открыла целое направление в

экспериментальной реализации большого класса эффектов квантовой оптики на чипе.

- Эффект резонансной флуоресценции на одиночном искусственном атоме с сильной связью к открытому пространству.
- Эластичное и неэластичное рассеяние электромагнитной волны на одиночной квантовой системе на чипе.
- Минимальный (предельный) квантовый усилитель, состоящий из одиночного искусственного атома, сильно связанного с открытым пространством.
- Электромагнитно-индуцированная прозрачность на одиночном искусственном атоме в открытом пространстве.
- Временная динамика эластичного и неэластичного рассеяния электромагнитной волны на искусственном атоме по излучению из атома. На основе такой динамики продемонстрирована процедура восстановления корреляторов и неэластичных спектров по динамике когерентного излучения от искусственных атомов.
- Лазерный эффект на одиночном атоме с копланарным резонатором с оптической накачкой.
- Прямая спектроскопия трёхуровневой квантовой системы по рассеянию электромагнитной волны на искусственном атоме.
- Перестраиваемый источник фотонов по требованию с высокой эффективностью в СВЧ диапазоне.

6. Открыт новый фундаментальный эффект квантовой оптики – квантовое волновое смешивание. Выявлены различные режимы квантового смешения волн. Показано наличие различных порядков смешения волн на одиночной квантовой системе и их свойства. Показана связь спектра квантового волнового смешения с фотонной статистикой. Экспериментально показано разложение гармонических Раби-осцилляций по порядкам волнового квантового смешения, соответствующего многофотонным процессам различных порядков.

7. Реализованы и изучены разные типы наномеханических систем, перспективные для направления квантовой акустодинамики. Среди них:

- Подвешенные наномостики с механическими резонансными частотами до 0,77 ГГц.
- Акустические системы на поверхностных акустических волнах (ПАВ).

Продемонстрированы следующие явления:

- Сильная связь сверхпроводникового кубита с резонатором на ПАВ.
- Квантовый режим акустического резонатора с двухуровневой квантовой системой. Эксперимент закладывает основу для квантовой акустодинамики.
- Фононный кристалл на поверхностных акустических волнах в квантовом режиме. Моды фононного кристалла на периодической системе встречно-штыревых преобразователей на поверхности пьезоэлектрика (кристалл кварца).

8. Экспериментально продемонстрирован и изучен эффект когерентного квантового проскальзывания фазы в сверхпроводящих нанопроволочках. Продемонстрировано следующее:

- Суперпозиция двух потоковых состояний в колечке с нанопроволочкой. Реализован кубит на эффекте квантового проскальзывания фазы в нанопроволочке. Изучены механизмы декогеренции в кубитах на квантовом проскальзывании фаз.
- Универсальность (независимость от материала) эффекта квантового проскальзывания фазы. Эффект реализован в нанопроволочках из нескольких различных материалов:  $\text{InO}_x$ ,  $\text{TiN}$  и  $\text{NbN}$ .
- Интерференция двух амплитуд проскальзывания фаз. Эффект реализован на кубите с двумя короткими проволочками. Устройство представляет из себя дуальный аналог СКВИД-а.
- Фундаментальный эффект нестационарного проскальзывания фазы под действием микроволнового излучения. Этот эффект представляет из себя фундаментальный эффект физики и физически в точности дуален нестационарному эффекту Джозефсона.

## Благодарности

В заключение хочу выразить благодарность всем соавторам и коллегам, участвовавшим в работах в Токийском университете, NEC, RIKEN, Лондонском университете, Сколтехе и МФТИ; среди них особенно профессору Сусуму Комияме (Susumu Komiyama), профессору Джо-Шен Цаю (Jaw-Shen Tsai). Я благодарен Юрию Пашкину (в настоящий момент является профессором университета Ланкастера), многолетнему соавтору и коллеге по NEC, а также Владимиру Антонову – коллеге по Токийскому университету и Лондонскому университету. Особая благодарность коллеге по Лондонскому университету – Раису Шайхайдарову. Его вклад особенно велик в главах 2, 3 и 5. Благодаря его упорству, таланту физика-экспериментатора, высочайшему уровню в нанотехнологии для физики был реализован очень важный эксперимент по нестационарному эффекту проскальзывания фазы, опубликованный в журнале Nature в 2022 году. Хочу поблагодарить всех сотрудников лаборатории Искусственных квантовых систем МФТИ и лаборатории Сверхпроводниковых квантовых технологий Сколтеха и, в особенности, Елену Логинову, Алексея Дмитриева, Глеба Федорова, Алексея Болгара, Штефана Сандуляну, Юлию Зотову, Дарью Калачеву, Андрея Васенина, Сергея Гунина, Алексея Толстоброва за участие в работах и помощь в оформлении диссертации. И в заключение, я благодарю профессора Валерия Рязанова за научные дискуссии и мотивацию к защите.

## Список сокращений и условных обозначений

- ВАХ – вольт-амперные характеристики
- ВШП – встречно-штыревой преобразователь
- ВЧ-СКВИД – высокочастотный сверхпроводящий квантовый интерферометр
- ЗКВИД – зарядовый сверхпроводящий квантовый интерферометр
- КАД – квантовая акустодинамика
- КНМ – квазинормальная мода
- КСВ – квантовое смещение волн
- КЭД – квантовая электродинамика
- ПАВ – поверхностные акустические волны
- ПВВ – приближение вращающейся волны
- ПСИАТ – потоковый сверхпроводниковый искусственный атом
- СВЧ – сверхвысокая частота
- СИАТ – сверхпроводниковый искусственный атом
- СКВИД – сверхпроводящий квантовый интерферометр
- СЭМ – сканирующий электронный микроскоп
- ИК – инфракрасный
- ЦР – циклотронный резонанс
- 
- 2DEG – Two-dimensional Electron Gas (двумерный электронный газ)
- ALD – Atomic Layer Deposition (атомно-слоевое осаждение)
- CNOT – Control NOT
- CQPS – Coherent Quantum Phase Slip (когерентное квантовое проскальзывание фазы)
- CQUID – Charge Quantum Interference Device (зарядовый квантовый интерферометр)
- CR – Cyclotron Resonance (циклотронный резонанс)
- FIR – Far Infrared (дальний инфракрасный диапазон)
- FWHM – Full Width at Half Maximum (полная ширина на полувысоте)

EIT – Electromagnetically Induced Transparency (электромагнитно индуцированная прозрачность)

JJ – Josephson Junction (джозефсоновский переход)

JQP – Josephson Quasiparticle (cycle) (джозефсоновский квазичастичный (цикл))

LL – Landau Levels (уровни Ландау)

NEP – Noise Equivalent Power (эквивалентная мощность шума)

QD – Quantum Dot (квантовая точка)

SA – Spectral Analyser (Спектральный анализатор)

SET – Single Electron Transistor (одноэлектронный транзистор)

SIS – Superconductor-Isolator-Superconductor (сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник)

SQUID – Superconducting Quantum Interference Device (СКВИД)

SMMW – Submillimeter Waves (субмиллиметровые волны)

VNA – Vector Network Analyser (векторный анализатор цепей)

## 7 Список публикаций по теме диссертации

1. Komiyama S., **Astafiev O.**, Antonov V., Kutsuwa T., Hirai H. A single-photon detector in the far-infrared range // *Nature*, – Vol. 403, – 2000. – pp. 405–407.
2. **Astafiev O.**, Antonov V., Kutsuwa T., Hirai H., Komiyama S. Quantum dot in high magnetic field and far infrared response // *Izvestiya Akademii Nauk. Seriya Fizicheskaya*, – Vol. 64, – 2000. – pp. 220–226.
3. Antonov V., **Astafiev O.**, Kutsuwa T., Hirai H., Komiyama S. Single FIR-photon detection using a quantum dot // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, – Vol. 6, – 2000. – pp. 367–370.
4. Komiyama S., **Astafiev O.**, Antonov V., Hirai H., Kutsuwa T. Detection of single FIR-photon absorption using quantum dots // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, – Vol. 7, – 2000. – pp. 698–703.
5. Komiyama S., **Astafiev O.**, Antonov V., Kutsuwa T. Detection of single submillimeter-wave photons using quantum dots // *Acta Physica Polonica A*, – Vol. 98, – 2000. – pp. 271–278.
6. **Astafiev O.**, Antonov V., Kutsuwa T., Komiyama S. Electrostatics of quantum dots in high magnetic fields and single far-infrared photon detection // *Physical Review B*, – Vol. 62, – 2000. – P. 16731.
7. Andreev B.A., Erofeeva I.V., Gavrilenko V.I., Korotkov A.L., Yablonskiy A.N., **Astafiev O.**, Kawano Y., Komiyama S. Cyclotron resonance quantum Hall effect detector // *Semiconductor Science and Technology*, – Vol. 16, – 2001. – P. 300.
8. **Astafiev O.**, Komiyama S., Kutsuwa T. Double quantum dots as a high sensitive submillimeter-wave detector // *Applied Physics Letters*, – Vol. 79, – 2001. – pp. 1199–1201.
9. **Astafiev O.**, Antonov V., Kutsuwa T., Komiyama S. Photon counting detectors for the far infrared // *AIP Conference Proceedings*. 2002. Vol. 605. pp. 275–280.

10. **Astaf'ev O.**, Kavano I., Komiyama S., Gavrilenko V.I., Erofeeva I.V. Response time of the quantum well Hall effect detector in far IR radiation region // *Izvestiya Akademii Nauk. Rossijskaya Akademiya Nauk. Seriya Fizicheskaya*, – Vol. 66, – 2002. – pp. 243–246.
11. **Astafiev O.**, Antonov V., Kutsuwa T., Komiyama S. Far-infrared spectroscopy of single quantum dots in high magnetic fields // *Physical Review B*, – Vol. 65, – 2002. – P. 085315.
12. **Astafiev O.**, Komiyama S., Kutsuwa T., Antonov V., Kawaguchi Y., Hirakawa K. Single-photon detector in the microwave range // *Applied Physics Letters*, – Vol. 80, – 2002. – pp. 4250–4252.
13. Komiyama S., **Astafiev O.**, Antonov V., Kutsuwa T. Single-photon detection of THz-waves using quantum dots // *Microelectronic Engineering*, – Vol. 63, – 2002. – pp. 173–178.
14. Komiyama S., **Astafiev O.**, Antonov V., Kutsuwa T. Single-photon detection of THz/GHz-waves using quantum dots // *Physics of Semiconductors 2002: Proceedings of the 26th International Conference, Edinburgh, 29 July to 2 August 2002*. 2003. P. 221.
15. **Astafiev Oleg** Takeshi Kutsuwa. Vladimir Aantonov, Susumu Komiyama. FIR and microwavephoton detection by quantum dots // *Journal of Physical Society of Japan*. 2003. pp. 102-105.
16. Komiyama S., **Astafiev O.**, Machida T. Application of quantum Hall edge channels // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, – Vol. 20, – 2003. – pp. 43–56.
17. **Astafiev O.**, Komiyama S. Single-Photon Detection with Quantum Dots in the Far-Infrared/Submillimeter-Wave Range // *In: Electron Transport in Quantum Dots*. Boston (MA): Springer US, 2003. pp. 363–396.
18. Pashkin Y.A., Yamamoto T., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Averin D.V., Tsai J.S. Quantum oscillations in two coupled charge qubits // *Nature*, – Vol. 421, – 2003. – pp. 823–826.

19. Pashkin Y., Yamamoto T., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Averin D., Tsai J.S. Coupling two charge qubits // NEC Research and Development, – Vol. 44, – 2003. – pp. 273–277.
20. Pashkin Y.A., Tilma T., Averin D.V., **Astafiev O.**, Yamamoto T., Nakamura Y., Nori F., Tsai J.S. Entanglement of two coupled charge qubits // International Journal of Quantum Information, – Vol. 1, – 2003. – pp. 421–426.
21. Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Yamamoto T., Nakamura Y., Averin D.V., Tilma T., Nori F., Tsai J.S. Quantum coherent dynamics of two coupled superconducting charge qubits // Quantum Informatics 2004. 2005. Vol. 5833. pp. 116–126.
22. Pashkin Y.A., Yamamoto T., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Averin D.V., Tilma T., Nori F., Tsai J.S. Coherent manipulation of coupled Josephson charge qubits // Physica C: Superconductivity and its applications, – Vol. 426, – 2005. – pp. 1552–1560.
23. Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Yamamoto T., Nakamura Y., Tsai J.S. Josephson charge qubits: a brief review // Quantum Information Processing, – Vol. 8, – 2009. – pp. 55–80.
24. Yamamoto T., Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Tsai J.S. Demonstration of conditional gate operation using superconducting charge qubits // Nature, – Vol. 425, – 2003. – pp. 941–944.
25. Tsai J.S., Yamamoto T., Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Nakamura Y. Coupled Josephson quantum bits // Noise and Information in Nanoelectronics, Sensors, and Standards II. 2004. Vol. 5472. pp. 11–18.
26. **Astafiev O.**, Pashkin Y., Yamamoto T., Nakamura Y., Tsai J. Recent results in experiments with Josephson qubits // International Journal of Quantum Information, – Vol. 3, – 2005. – pp. 173–196.
27. **Astafiev O.**, Pashkin Y.A., Yamamoto T., Nakamura Y., Tsai J.S. Single-shot measurement of the Josephson charge qubit // Physical Review B, – Vol. 69, – 2004. – P. 180507.
28. **Astafiev O.**, Pashkin Y.A., Nakamura Y., Yamamoto T., Tsai J.S. Quantum noise in the Josephson charge qubit // Physical Review Letters, – Vol. 93, – 2004. – P. 267007.

29. **Astafiev O.**, Pashkin Y.A., Nakamura Y., Yamamoto T., Tsai J.S. Temperature square dependence of the low frequency  $1/f$  charge noise in the Josephson junction qubits // *Physical Review Letters*, – Vol. 96, – 2006. – P. 137001.
30. Yamamoto T., Nakamura Y., Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Tsai J.S. Parity effect in superconducting aluminum single electron transistors with spatial gap profile controlled by film thickness // *Applied Physics Letters*, – Vol. 88, – 2006. – P. 212509.
31. Im H., Pashkin Y.A., Yamamoto T., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Tsai J.S. Fabrication of ultrasmall all-Nb tunnel-junction devices with ion beam-oxidized barriers // *Journal of the Korean Physical Society*, – Vol. 48, – 2006. – pp. 1560–1564.
32. **Astafiev O.**, Nakamura Y., Pashkin Y.A., Yamamoto T., Tsai J.S. Comment on “charge-qubit operation of an isolated double quantum dot” // *Physical Review Letters*, – Vol. 97, – 2006. – P. 208901.
33. Im H., Pashkin Y.A., Yamamoto T., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Tsai J.S. Characterization of ultrasmall all-Nb tunnel junctions with ion gun oxidized barriers // *Applied Physics Letters*, – Vol. 88, – 2006. – P. 112113.
34. Im H., Pashkin Y.A., Yamamoto T., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Tsai J.S. Characterization of all-Nb nanodevices fabricated by electron beam lithography and ion beam oxidation // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, – Vol. 25, – 2007. – pp. 448–454.
35. Li T.F., Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Tsai J.S., Im H. Low-frequency charge noise in suspended aluminum single-electron transistors // *Applied Physics Letters*, – Vol. 91, – 2007. – P. 033107.
36. Yamamoto T., Watanabe M., You J.Q., Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Nori F., Tsai J.S. Spectroscopy of superconducting charge qubits coupled by a Josephson inductance // *Physical Review B*, – Vol. 77, – 2008. – P. 064505.
37. Im H., Pashkin Y.A., Kim Y., Li T.F., Jung K., **Astafiev O.**, Tsai J.S. Subgap leakage and interface states in superconductor–insulator–superconductor tunnel junctions // *Physica C: Superconductivity and its Applications*, – Vol. 470, – 2010. – pp. S832–S833.

38. Pashkin Y.A., Im H., Leppäkangas J., Li T.F., **Astafiev O.**, Abdumalikov Jr A.A., Thuneberg E., Tsai J.S. Charge transport through ultrasmall single and double Josephson junctions coupled to resonant modes of the electromagnetic environment // *Physical Review B*, – Vol. 83, – 2011. – P. 020502.
39. Antonov I.V., Shaikhaidarov R.S., Antonov V.N., **Astafiev O.V.** Superconducting ‘twin’ qubit // *Physical Review B*, – Vol. 102, – 2020. – P. 115422.
40. **Astafiev O.**, Inomata K., Niskanen A.O., Yamamoto T., Pashkin Y.A., Nakamura Y., Tsai J.S. Single artificial-atom lasing // *Nature*, – Vol. 449, – 2007. – pp. 588–590.
41. Abdumalikov Jr A.A., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Pashkin Y.A., Tsai J. Vacuum Rabi splitting due to strong coupling of a flux qubit and a coplanar-waveguide resonator // *Physical Review B*, – Vol. 78, – 2008. – P. 180502.
42. Bourassa J., Gambetta J.M., Abdumalikov Jr A.A., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Blais A. Ultrastrong coupling regime of cavity QED with phase-biased flux qubits // *Physical Review A*, – Vol. 80, – 2009. – P. 032109.
43. Oelsner G., Van Der Ploeg S.H.W., Macha P., Hübner U., Born D., Anders S., Il’ichev E., Meyer H.G., Grajcar M., Wunsch S., M. Siegel, A. N. Omelyanchouk, **O. Astafiev**. Weak continuous monitoring of a flux qubit using coplanar waveguide resonator // *Physical Review B*, – Vol. 81, – 2010. – P. 172505.
44. Omelyanchouk A.N., Shevchenko S.N., Greenberg Y.S., **Astafiev O.**, Il’ichev E. Quantum behavior of a flux qubit coupled to a resonator // *Low Temperature Physics*, – Vol. 36, – 2010. – pp. 893–901.
45. **Astafiev O.**, Zagoskin A.M., Abdumalikov Jr A.A., Pashkin Y.A., Yamamoto T., Inomata K., Nakamura Y., Tsai J.S. Resonance fluorescence of a single artificial atom // *Science*, – Vol. 327, – 2010. – pp. 840–843.
46. **Astafiev O.V.**, Abdumalikov Jr A.A., Zagoskin A.M., Pashkin Y.A., Nakamura Y., Tsai J.S. Ultimate on-chip quantum amplifier // *Physical Review Letters*, – Vol. 104, – 2010. – P. 183603.

47. Shulga K.V., Il'ichev E., Fistul M.V., Besedin I.S., Butz S., **Astafiev O.V.**, Hübner U., Ustinov A.V. Magnetically induced transparency of a quantum metamaterial composed of twin flux qubits // *Nature Communications*, – Vol. 9, – 2018. – P. 150.
48. Peng Z.H., Ding J.H., Zhou Y., Ying L.L., Wang Z., Zhou L., Kuang L.M., Liu Y.X., **Astafiev O.V.**, Tsai J.S. Vacuum-induced Autler-Townes splitting in a superconducting artificial atom // *Physical Review A*, – Vol. 97, – 2018. – P. 063809.
49. Abdumalikov Jr A.A., **Astafiev O.**, Zagoskin A.M., Pashkin Y.A., Nakamura Y., Tsai J.S. Electromagnetically induced transparency on a single artificial atom // *Physical Review Letters*, – Vol. 104, – 2010. – P. 193601.
50. Abdumalikov Jr A.A., **Astafiev O.V.**, Pashkin Y.A., Nakamura Y., Tsai J.S. Dynamics of coherent and incoherent emission from an artificial atom in a 1D space // *Physical Review Letters*, – Vol. 107, – 2011. – P. 043604.
51. Oelsner G., Macha P., **Astafiev O.V.**, Il'ichev E., Grajcar M., Hübner U., Ivanov B.I., Neilinger P., Meyer H.G. Dressed-state amplification by a single superconducting qubit // *Physical Review Letters*, – Vol. 110, – 2013. – P. 053602.
52. Sokolova A.A., Fedorov G.P., Il'ichev E.V., **Astafiev O.V.** Single-atom maser with an engineered circuit for population inversion // *Physical Review A*, – Vol. 103, – 2021. – P. 013718.
53. Peng Z.H., Liu Y.X., Peltonen J.T., Yamamoto T., Tsai J.S., **Astafiev O.** Correlated emission lasing in harmonic oscillators coupled via a single three-level artificial atom // *Physical Review Letters*, – Vol. 115, – 2015. – P. 223603.
54. Peng Z.H., De Graaf S.E., Tsai J.S., **Astafiev O.V.** Tuneable on-demand single-photon source in the microwave range // *Nature Communications*, – Vol. 7, – 2016. – P. 12588.
55. Dmitriev A.Y., Korenkov A., **Astafiev O.V.** Scattering spectroscopy of a superconducting artificial atom coupled to two half spaces // *JETP letters*, – Vol. 105, – 2017. – pp. 110–113.
56. Korenkov A., Dmitriev A., **Astafiev O.** Measurement system of correlation functions of microwave single photon source in real time // *AIP Conference Proceedings*. 2018. Vol. 1936. P. 020008.

57. Zhou Y., Peng Z., Horiuchi Y., **Astafiev O.V.**, Tsai J.S. Efficient Tunable Microwave Single-photon Source Based on Transmon Qubit // 2019 IEEE International Superconductive Electronics Conference (ISEC). 2019. pp. 1–3.
58. Zhou Y., Peng Z., Horiuchi Y., **Astafiev O.V.**, Tsai J.S. Tunable microwave single-photon source based on transmon qubit with high efficiency // *Physical Review Applied*, – Vol. 13, – 2020. – P. 034007.
59. Dmitriev A.Y., Shaikhaidarov R., Antonov V.N., Hönigl-Decrinis T., **Astafiev O.V.** Quantum wave mixing and visualisation of coherent and superposed photonic states in a waveguide // *Nature Communications*, – Vol. 8, – 2017. – P. 1352.
60. Pogosov W.V., Dmitriev A.Y., **Astafiev O.V.** Effects of photon statistics in wave mixing on a single qubit // *Physical Review A*, – Vol. 104, – 2021. – P. 023703.
61. Hönigl-Decrinis T., Antonov I.V., Shaikhaidarov R., Antonov V.N., Dmitriev A.Y., **Astafiev O.V.** Mixing of coherent waves in a single three-level artificial atom // *Physical Review A*, – Vol. 98, – 2018. – P. 041801.
62. Dmitriev A.Y., Shaikhaidarov R., Hönigl-Decrinis T., De Graaf S.E., Antonov V.N., **Astafiev O.V.** Probing photon statistics of coherent states by continuous wave mixing on a two-level system // *Physical Review A*, – Vol. 100, – 2019. – P. 013808.
63. Vasenin A., Dmitriev A., Kadyrmetov S., **Astafiev O.** Simulation and design of a superconducting qubit for the quantum wave mixing experiment // *AIP Conference Proceedings*. 2020. Vol. 2241. P. 020036.
64. Vasenin A.V., Dmitriev A.Y., Kadyrmetov S.V., Bolgar A.N., **Astafiev O.V.** Dynamics of multiphoton scattering in a two-level mixer // *Physical Review A*, – Vol. 106, – 2022. – P. L041701.
65. Lubсанov V., Gurtovoi V., Semenov A., Glushkov E., Antonov V., **Astafiev O.** Materials for a broadband microwave superconducting single photon detector // *Superconductor Science and Technology*, – Vol. 35, – 2022. – P. 105013.
66. Li T.F., Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Nakamura Y., Tsai J.S., Im H. High-frequency metallic nanomechanical resonators // *Applied Physics Letters*, – Vol. 92, – 2008. – P. 043112.

67. Hoehne F., Pashkin Y.A., **Astafiev O.**, Faoro L., Ioffe L.B., Nakamura Y., Tsai J.S. Damping in high-frequency metallic nanomechanical resonators // *Physical Review B*, – Vol. 81, – 2010. – P. 184112.
68. Pashkin Y.A., Li T.F., Pekola J.P., **Astafiev O.**, Knyazev D.A., Hoehne F., Im H., Nakamura Y., Tsai J.S. Detection of mechanical resonance of a single-electron transistor by direct current // *Applied Physics Letters*, – Vol. 96, – 2010. – P. 263513.
69. Pashkin Y.A., Pekola J.P., Knyazev D.A., Li T.F., Kafanov S., **Astafiev O.**, Tsai J.S. Single-electron devices with a mechanical degree of freedom // *Journal of Physics: Conference Series*. 2012. Vol. 400. P. 052028.
70. Harrabi K., Pashkin Y.A., **Astafiev O.V.**, Kafanov S., Li T.F., Tsai J.S. Fabrication and characterization of Al nanomechanical resonators for coupling to nanoelectronic devices // *Applied Physics A*, – Vol. 108, – 2012. – pp. 7–11.
71. Bolgar A.N., Zotova J.I., Kirichenko D.D., Besedin I.S., Semenov A.V., Shaikhaidarov R.S., **Astafiev O.V.** Quantum regime of a two-dimensional phonon cavity // *Physical Review Letters*, – Vol. 120, – 2018. – P. 223603.
72. De Graaf S.E., Skacel S.T., Hönigl-Decrinis T., Shaikhaidarov R., Rotzinger H., Linzen S., Ziegler M., Hübner U., Meyer H.G., Antonov V., Il'ichev E., Ustinov A. V., Tzalenchuk A. Ya., **Astafiev O. V.** Charge quantum interference device // *Nature Physics*, – Vol. 14, – 2018. – pp. 590–594.
73. Bolgar A.N., Kirichenko D.D., Shaikhaidarov R.S., Sanduleanu S.V., Semenov A.V., Dmitriev A.Y., **Astafiev O.V.** A phononic crystal coupled to a transmission line via an artificial atom // *Communications Physics*, – Vol. 3, – 2020. – P. 207.
74. Zeng G.H., Zhang Y., Bolgar A.N., He D., Li B., Ruan X.H., Zhou L., Kuang L.M., **Astafiev O.V.**, Liu Y.X., others. Quantum versus classical regime in circuit quantum acoustodynamics // *New Journal of Physics*, – Vol. 23, – 2021. – P. 123001.
75. Bolgar A.N., Sanduleanu S.V., Strelnikov A., **Astafiev O.V.** High Quality Quasinormal Modes of Phononic Crystals for Quantum Acoustodynamics // *Journal of Low Temperature Physics*, – Vol. 210, – 2023. – pp. 573–587.

76. **Astafiev O.V.**, Ioffe L.B., Kafanov S., Pashkin Y.A., Arutyunov K.Y., Shahar D., Cohen O., Tsai J.S. Coherent quantum phase slip // *Nature*, – Vol. 484, – 2012. – pp. 355–358.
77. Peltonen J.T., **Astafiev O.V.**, Korneeva Y.P., Voronov B.M., Korneev A.A., Charaev I.M., Semenov A.V., Golt'Sman G.N., Ioffe L.B., Klapwijk T.M., others. Coherent flux tunneling through NbN nanowires // *Physical Review B*, – Vol. 88, – 2013. – P. 220506.
78. Peltonen J.T., Peng Z.H., Korneeva Y.P., Voronov B.M., Korneev A.A., Semenov A.V., Gol'Tsman G.N., Tsai J.S., **Astafiev O.V.** Coherent dynamics and decoherence in a superconducting weak link // *Physical Review B*, – Vol. 94, – 2016. – P. 180508.
79. Shaikhaidarov R.S., Kim K.H., Dunstan J.W., Antonov I.V., Linzen S., Ziegler M., Golubev D.S., Antonov V.N., Il'ichev E.V., **Astafiev O.V.** Quantized current steps due to the ac coherent quantum phase-slip effect // *Nature*, – Vol. 608, – 2022. – pp. 45–49.
80. Peltonen J.T., Coumou P.C.J.J., Peng Z.H., Klapwijk T.M., Tsai J.S., **Astafiev O.V.** Hybrid rf SQUID qubit based on high kinetic inductance // *Scientific Reports*, – Vol. 8, – 2018. – P. 10033.
81. Dmitriev A.Y., **Astafiev O.V.** A perspective on superconducting flux qubits // *Applied Physics Letters*, – Vol. 119, – 2021. – P. 080501.

## 8 Список литературы

1. Kulik I.O., Shekhter R.I. Kinetic phenomena and charge-discreteness effects in granulated media // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, – Vol. 68, – 1975. – pp. 623–640.
2. Fulton T.A., Dolan G.J. Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions // *Physical Review Letters*, – Vol. 59, – 1987. – P. 109.
3. Devoret M.H., Grabert H. Introduction to Single Charge Tunneling // In: *Single Charge Tunneling: Coulomb Blockade Phenomena In Nanostructures*. Boston (MA): Springer US, 1992. pp. 1–19.
4. Kouwenhoven L.P., Marcus C.M., McEuen P.L., Tarucha S., Westervelt R.M., Wingreen N.S. Electron Transport in Quantum Dots // In: *Mesoscopic Electron Transport*. Dordrecht: Springer Netherlands, 1997. pp. 105–214.
5. Likharev K.K., Zorin A.B. Theory of the Bloch-wave oscillations in small Josephson junctions // *Journal of Low Temperature Physics*, – Vol. 59, – 1985. – pp. 347–382.
6. Averin D.V., Likharev K.K. Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions // *Journal of Low Temperature Physics*, – Vol. 62, – 1986. – pp. 345–373.
7. Lafarge P., Joyez P., Esteve D., Urbina C., Devoret M.H. Two-electron quantization of the charge on a superconductor // *Nature*, – Vol. 365, – 1993. – pp. 422–424.
8. Nakamura Y., Chen C.D., Tsai J.S. Spectroscopy of energy-level splitting between two macroscopic quantum states of charge coherently superposed by Josephson coupling // *Physical Review Letters*, – Vol. 79, – 1997. – P. 2328.
9. Tarucha S., Austing D.G., Honda T., Van der Hage R.J., Kouwenhoven L.P. Shell filling and spin effects in a few electron quantum dot // *Physical Review Letters*, – Vol. 77, – 1996. – P. 3613.

10. Ono K., Austing D.G., Tokura Y., Tarucha S. Current rectification by Pauli exclusion in a weakly coupled double quantum dot system // *Science*, – Vol. 297, – 2002. – pp. 1313–1317.
11. Yoo M.J., Fulton T.A., Hess H.F., Willett R.L., Dunkleberger L.N., Chichester R.J., Pfeiffer L.N., West K.W. Scanning single-electron transistor microscopy: Imaging individual charges // *Science*, – Vol. 276, – 1997. – pp. 579–582.
12. Yacoby A., Hess H.F., Fulton T.A., Pfeiffer L.N., West K.W. Electrical imaging of the quantum Hall state // *Solid State Communications*, – Vol. 111, – 1999. – pp. 1–13.
13. Finkelstein G., Glicofridis P.I., Ashoori R.C., Shayegan M. Topographic mapping of the quantum Hall liquid using a few-electron bubble // *Science*, – Vol. 289, – 2000. – pp. 90–94.
14. Takahashi Y., Fujiwara A., Yamazaki K., Namatsu H., Kurihara K., Murase K. A Si memory device composed of a one-dimensional metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor switch and a single-electron-transistor detector // *Japanese Journal of Applied Physics*, – Vol. 38, – 1999. – P. 2457.
15. Okada H., Hasegawa H. Characteristics of GaAs Schottky in-plane gate quantum wire transistors for switching of quantized conductance // *Physica B: Condensed Matter*, – Vol. 272, – 1999. – pp. 123–126.
16. Motohisa J., Nakajima F., Fukui T., Van der Wiel W.G., Elzerman J.M., De Franceschi S., Kouwenhoven L.P. Fabrication and low-temperature transport properties of selectively grown dual-gated single-electron transistors // *Applied Physics Letters*, – Vol. 80, – 2002. – pp. 2797–2799.
17. Nakamura Y., Pashkin Y.A., Tsai J.S. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box // *Nature*, – Vol. 398, – 1999. – pp. 786–788.
18. Shields A.J., O'Sullivan M.P., Farrer I., Ritchie D.A., Leadbeater M.L., Patel N.K., Hogg R.A., Norman C.E., Curson N.J., Pepper M. Single photon detection with a

- quantum dot transistor // *Japanese Journal of Applied Physics*, – Vol. 40, – 2001. – P. 2058.
19. Fujiwara A., Yamazaki K., Takahashi Y. Detection of single charges and their generation-recombination dynamics in Si nanowires at room temperature // *Applied Physics Letters*, – Vol. 80, – 2002. – pp. 4567–4569.
  20. Cleland A.N., Esteve D., Urbina C., Devoret M.H. Very low noise photodetector based on the single electron transistor // *Applied Physics Letters*, – Vol. 61, – 1992. – pp. 2820–2822.
  21. Hergenrother J.M., Tuominen M.T., Lu J.G., Ralph D.C., Tinkham M. Charge transport and photon-assisted tunneling in the NSN single-electron transistor // *Physica B: Condensed Matter*, – Vol. 203, – 1994. – pp. 327–339.
  22. Komiyama S., Astafiev O., Antonov V., Hirai H., Kutsuwa T. Detection of single FIR-photon absorption using quantum dots // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, – Vol. 7, – 2000. – pp. 698–703.
  23. Astafiev O., Antonov V., Kutsuwa T., Komiyama S. Electrostatics of quantum dots in high magnetic fields and single far-infrared photon detection // *Physical Review B*, – Vol. 62, – 2000. – P. 16731.
  24. Antonov V., Astafiev O., Kutsuwa T., Hirai H., Komiyama S. Single FIR-photon detection using a quantum dot // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, – Vol. 6, – 2000. – pp. 367–370.
  25. Astafiev O., Antonov V., Kutsuwa T., Komiyama S. Far-infrared spectroscopy of single quantum dots in high magnetic fields // *Physical Review B*, – Vol. 65, – 2002. – P. 085315.
  26. Komiyama S., Astafiev O., Antonov V., Kutsuwa T., Hirai H. A single-photon detector in the far-infrared range // *Nature*, – Vol. 403, – 2000. – pp. 405–407.
  27. Astafiev O., Komiyama S., Kutsuwa T. Double quantum dots as a high sensitive submillimeter-wave detector // *Applied Physics Letters*, – Vol. 79, – 2001. – pp. 1199–1201.

28. Astafiev O., Komiyama S., Kutsuwa T., Antonov V., Kawaguchi Y., Hirakawa K. Single-photon detector in the microwave range // *Applied Physics Letters*, – Vol. 80, – 2002. – pp. 4250–4252.
29. Hofmann F., Heinzl T., Wharam D.A., Kotthaus J.P., Böhm G., Klein W., Tränkle G., Weimann G. Single electron switching in a parallel quantum dot // *Physical Review B*, – Vol. 51, – 1995. – P. 13872.
30. Kawano Y., Hisanaga Y., Komiyama S. Cyclotron emission from quantized Hall devices: Injection of nonequilibrium electrons from contacts // *Physical Review B*, – Vol. 59, – 1999. – P. 12537.
31. Kawano Y., Komiyama S., Hirakawa K. Suppression of electron–hole-pair recombination in edge states in quantum Hall regimes // *Physica B: Condensed Matter*, – Vol. 298, – 2001. – pp. 33–37.
32. Komiyama S., Nii H. Nonequilibrium electron distribution and nonlocal resistance in a two-dimensional electron gas at high magnetic fields // *Physica B: Condensed Matter*, – Vol. 184, – 1993. – pp. 7–16.
33. Van der Vaart N.C., Kouwenhoven L.P., van Steveninck M.P.D.R., Nazarov Y.V., Harmans C.J.P.M., Foxon C.T. Time-resolved tunneling in the quantum Hall regime // *Physical Review B*, – Vol. 55, – 1997. – P. 9746.
34. Kobayashi K.L.I., Komatsubara K.F., Otsuka E. Tunable far-infrared radiations from hot electrons in n-type InSb // *Physical Review Letters*, – Vol. 30, – 1973. – P. 702.
35. Gornik E., Müller W., Gaderer F. Optimization of a tunable far-infrared InSb source // *Infrared Physics*, – Vol. 16, – 1976. – pp. 109–115.
36. Fock V. Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld // *Zeitschrift für Physik*, – Vol. 47, – 1928. – pp. 446–448.
37. Heitmann D., Kotthaus J.P. The spectroscopy of quantum dot arrays // *Physics Today*, – Vol. 46, – 1993. – pp. 56–63.

38. Fetter A.L. Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry // *Physical Review B*, – Vol. 33, – 1986. – P. 5221.
39. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.
40. Firsov Y.A., Gurevich V.L. Theory of Electric Conductivity of Semiconductors in a Magnetic Field. II // *JETP*, – Vol. 14, – 1962. – P. 367.
41. Brey L., Johnson N.F., Halperin B.I. Optical and magneto-optical absorption in parabolic quantum wells // *Physical Review B*, – Vol. 40, – 1989. – P. 10647.
42. Krahne R., Gudmundsson V., Heyn C., Heitmann D. Far-infrared excitations below the Kohn mode: Internal motion in a quantum dot // *Physical Review B*, – Vol. 63, – 2001. – P. 195303.
43. Maslov D.L., Levinson Y.B., Badalian S.M. Interedge relaxation in a magnetic field // *Physical Review B*, – Vol. 46, – 1992. – P. 7002.
44. Komiyama S., Hirai H., Ohsawa M., Matsuda Y., Sasa S., Fujii T. Inter-edge-state scattering and nonlinear effects in a two-dimensional electron gas at high magnetic fields // *Physical Review B*, – Vol. 45, – 1992. – P. 11085.
45. Siegel P.H. Terahertz technology // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, – Vol. 50, – 2002. – pp. 910–928.
46. Nielsen M.A., Chuang I. Quantum computation and quantum information. American Association of Physics Teachers, 2002.
47. Bartlett S.D., Sanders B.C., Varcoe B.T.H., de Guise H. Experimental Implementation of Quantum Computation // Rinton, Princeton. NJ, – 2001. – pp. 344–347.
48. Averin D.V. Quantum computing and quantum measurement with mesoscopic Josephson junctions // *Fortschritte der Physik: Progress of Physics*, – Vol. 48, – 2000. – pp. 1055–1074.
49. Makhlin Y., Schön G., Shnirman A. Quantum-state engineering with Josephson-junction devices // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 73, – 2001. – P. 357.

50. Vion D., Aassime A., Cottet A., Joyez P., Pothier H., Urbina C., Esteve D., Devoret M.H. Manipulating the quantum state of an electrical circuit // *Science*, – Vol. 296, – 2002. – pp. 886–889.
51. Yu Y., Han S., Chu X., Chu S.I., Wang Z. Coherent temporal oscillations of macroscopic quantum states in a Josephson junction // *Science*, – Vol. 296, – 2002. – pp. 889–892.
52. Martinis J.M., Nam S., Aumentado J., Urbina C. Rabi oscillations in a large Josephson-junction qubit // *Physical Review Letters*, – Vol. 89, – 2002. – P. 117901.
53. Friedman J.R., Patel V., Chen W., Tolpygo S.K., Lukens J.E. Quantum superposition of distinct macroscopic states // *Nature*, – Vol. 406, – 2000. – pp. 43–46.
54. Van Der Wal C.H., Ter Haar A.C.J., Wilhelm F.K., Schouten R.N., Harmans C.J.P.M., Orlando T.P., Lloyd S., Mooij J.E. Quantum superposition of macroscopic persistent-current states // *Science*, – Vol. 290, – 2000. – pp. 773–777.
55. Bouchiat V., Vion D., Joyez P., Esteve D., Devoret M.H. Quantum coherence with a single Cooper pair // *Physica Scripta*, – Vol. 1998, – 1998. – P. 165.
56. Flees D.J., Han S., Lukens J.E. Interband transitions and band gap measurements in Bloch transistors // *Physical Review Letters*, – Vol. 78, – 1997. – P. 4817.
57. Gravert H., Devoret M.H. Single charge tunneling—coulomb blockade phenomena in nanostructures // New York: Preun, – 1992.
58. Fulton T.A., Gammel P.L., Bishop D.J., Dunkleberger L.N., Dolan G.J. Observation of combined Josephson and charging effects in small tunnel junction circuits // *Physical Review Letters*, – Vol. 63, – 1989. – P. 1307.
59. Bennett C.H., Bernstein H.J., Popescu S., Schumacher B. Concentrating partial entanglement by local operations // *Physical Review A*, – Vol. 53, – 1996. – P. 2046.

60. Pashkin Y.A., Yamamoto T., Astafiev O., Nakamura Y., Averin D.V., Tsai J.S. Quantum oscillations in two coupled charge qubits // *Nature*, – Vol. 421, – 2003. – pp. 823–826.
61. Pothier H., Lafarge P., Urbina C., Esteve D., Devoret M.H. Single-electron pump based on charging effects // *Europhysics Letters*, – Vol. 17, – 1992. – P. 249.
62. Nakamura Y., Pashkin Y.A., Yamamoto T., Tsai J.S. Charge echo in a Cooper-pair box // *Physical Review Letters*, – Vol. 88, – 2002. – P. 047901.
63. Chiorescu I., Nakamura Y., Harmans C.J.P.M., Mooij J.E. Coherent quantum dynamics of a superconducting flux qubit // *Science*, – Vol. 299, – 2003. – pp. 1869–1871.
64. Yamamoto T., Pashkin Y.A., Astafiev O., Nakamura Y., Tsai J.S. Demonstration of conditional gate operation using superconducting charge qubits // *Nature*, – Vol. 425, – 2003. – pp. 941–944.
65. Nielsen M.A., Chuang I.L. *Quantum Computation and Quantum Information*: Cambridge Univ Press, – 2000.
66. Shnirman A., Schoen G. Quantum measurements performed with a single-electron transistor // *Physical Review B*, – Vol. 57, – 1998. – P. 15400.
67. Schoelkopf R.J., Wahlgren P., Kozhevnikov A.A., Delsing P., Prober D.E. The radio-frequency single-electron transistor (RF-SET): A fast and ultrasensitive electrometer // *Science*, – Vol. 280, – 1998. – pp. 1238–1242.
68. Aassime A., Johansson G., Wendin G., Schoelkopf R.J., Delsing P. Radio-frequency single-electron transistor as readout device for qubits: Charge sensitivity and backaction // *Physical Review Letters*, – Vol. 86, – 2001. – P. 3376.
69. Johansson G., Käck A., Wendin G. Full frequency back-action spectrum of a single-electron transistor during qubit readout // *Physical Review Letters*, – Vol. 88, – 2002. – P. 046802.
70. Duty T., Gunnarsson D., Bladh K., Delsing P. Coherent dynamics of a Josephson charge qubit // *Physical Review B*, – Vol. 69, – 2004. – P. 140503.

71. Lehnert K.W., Bladh K., Spietz L.F., Gunnarsson D., Schuster D.I., Delsing P., Schoelkopf R.J. Measurement of the excited-state lifetime of a microelectronic circuit // *Physical Review Letters*, – Vol. 90, – 2003. – P. 027002.
72. Astafiev O., Pashkin Y.A., Yamamoto T., Nakamura Y., Tsai J.S. Single-shot measurement of the Josephson charge qubit // *Physical Review B*, – Vol. 69, – 2004. – P. 180507.
73. Schoelkopf R.J., Clerk A.A., Girvin S.M., Lehnert K.W., Devoret M.H. Quantum noise in mesoscopic physics. Kluwer, Dordrecht, 2003.
74. Verbrugh S.M., Benhamadi M.L., Visscher E.H., Mooij J.E. Optimization of island size in single electron tunneling devices: Experiment and theory // *Journal of Applied Physics*, – Vol. 78, – 1995. – pp. 2830–2836.
75. Zimmerli G., Eiles T.M., Kautz R.L., Martinis J.M. Noise in the Coulomb blockade electrometer // *Applied Physics Letters*, – Vol. 61, – 1992. – pp. 237–239.
76. Kenyon C.J., Cobb A.A., D Song N.M., Zimmerman C.J. Lobb, and FC Wellstood // *Journal of Applied Physics*, – Vol. 88, – 2000. – P. 6536.
77. Astafiev O., Pashkin Y.A., Nakamura Y., Yamamoto T., Tsai J.S. Quantum noise in the Josephson charge qubit // *Physical Review Letters*, – Vol. 93, – 2004. – P. 267007.
78. Kogan S. *Electronic Noise and Fluctuations in Solids* Cambridge Univ. Press, 1996.
79. Faoro L., Bergli J., Altshuler B.L., Galperin Y.M. Models of environment and T<sub>1</sub> relaxation in Josephson charge qubits // *Physical Review Letters*, – Vol. 95, – 2005. – P. 046805.
80. Faoro L., Ioffe L.B. Quantum two level systems and kondo-like traps as possible sources of decoherence in superconducting qubits // *Physical Review Letters*, – Vol. 96, – 2006. – P. 047001.
81. de Sousa R., Whaley K.B., Wilhelm F.K., von Delft J. Ohmic and step noise from a single trapping center hybridized with a Fermi sea // *Physical Review Letters*, – Vol. 95, – 2005. – P. 247006.

82. Shnirman A., Schön G., Martin I., Makhlin Y. Low-and high-frequency noise from coherent two-level systems // *Physical Review Letters*, – Vol. 94, – 2005. – P. 127002.
83. Grishin A., Yurkevich I.V., Lerner I.V. Low-temperature decoherence of qubit coupled to background charges // *Physical Review B*, – Vol. 72, – 2005. – P. 060509.
84. Kenyon M., Lobb C.J., Wellstood F.C. Temperature dependence of low-frequency noise in Al–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Al single-electron transistors // *Journal of Applied Physics*, – Vol. 88, – 2000. – pp. 6536–6540.
85. Zimmerman N.M., Cobb J.L., Clark A.F. Modulation of the charge of a single-electron transistor by distant defects // *Physical Review B*, – Vol. 56, – 1997. – P. 7675.
86. Galperin Y.M., Altshuler B.L., Shantsev D.V. Low-frequency noise as a source of dephasing of a qubit // *Fundamental Problems of Mesoscopic Physics: Interactions and Decoherence*, – 2004. – pp. 141–165.
87. Falci G., D’arrigo A., Mastellone A., Paladino E. Initial decoherence in solid state qubits // *Physical Review Letters*, – Vol. 94, – 2005. – P. 167002.
88. Ithier G., Collin E., Joyez P., Meeson P.J., Vion D., Esteve D., Chiarello F., Shnirman A., Makhlin Y., Schrieffer J., others. Decoherence in a superconducting quantum bit circuit // *Physical Review B*, – Vol. 72, – 2005. – P. 134519.
89. Astafiev O.V., Abdumalikov Jr A.A., Zagoskin A.M., Pashkin Y.A., Nakamura Y., Tsai J.S. Ultimate on-chip quantum amplifier // *Physical Review Letters*, – Vol. 104, – 2010. – P. 183603.
90. Astafiev O., Zagoskin A.M., Abdumalikov Jr A.A., Pashkin Y.A., Yamamoto T., Inomata K., Nakamura Y., Tsai J.S. Resonance fluorescence of a single artificial atom // *Science*, – Vol. 327, – 2010. – pp. 840–843.

91. Abdumalikov Jr A.A., Astafiev O., Zagoskin A.M., Pashkin Y.A., Nakamura Y., Tsai J.S. Electromagnetically induced transparency on a single artificial atom // *Physical Review Letters*, – Vol. 104, – 2010. – P. 193601.
92. Hoi I.C., Wilson C.M., Johansson G., Palomaki T., Peropadre B., Delsing P. Demonstration of a single-photon router in the microwave regime // *Physical Review Letters*, – Vol. 107, – 2011. – P. 073601.
93. Hönigl-Decrinis T., Antonov I.V., Shaikhaidarov R., Antonov V.N., Dmitriev A.Y., Astafiev O.V. Mixing of coherent waves in a single three-level artificial atom // *Physical Review A*, – Vol. 98, – 2018. – P. 041801.
94. Shen J.T., Fan S. Coherent single photon transport in a one-dimensional waveguide coupled with superconducting quantum bits // *Physical Review Letters*, – Vol. 95, – 2005. – P. 213001.
95. Johnson M.W., Bunyk P., Maibaum F., Tolkacheva E., Berkley A.J., Chapple E.M., Harris R., Johansson J., Lanting T., Perminov I., others. A scalable control system for a superconducting adiabatic quantum optimization processor // *Superconductor Science and Technology*, – Vol. 23, – 2010. – P. 065004.
96. Orlando T.P., Mooij J.E., Tian L., Van Der Wal C.H., Levitov L.S., Lloyd S., Mazo J.J. Superconducting persistent-current qubit // *Physical Review B*, – Vol. 60, – 1999. – P. 15398.
97. Mooij J.E., Orlando T.P., Levitov L., Tian L., Van der Wal C.H., Lloyd S. Josephson persistent-current qubit // *Science*, – Vol. 285, – 1999. – pp. 1036–1039.
98. Yan F., Gustavsson S., Kamal A., Birenbaum J., Sears A.P., Hover D., Gudmundsen T.J., Rosenberg D., Samach G., Weber S., others. The flux qubit revisited to enhance coherence and reproducibility // *Nature Communications*, – Vol. 7, – 2016. – P. 12964.
99. Qiu Y., Xiong W., He X.L., Li T.F., You J.Q. Four-junction superconducting circuit // *Scientific Reports*, – Vol. 6, – 2016. – pp. 1–11.

100. Pop I.M., Geerlings K., Catelani G., Schoelkopf R.J., Glazman L.I., Devoret M.H. Coherent suppression of electromagnetic dissipation due to superconducting quasiparticles // *Nature*, – Vol. 508, – 2014. – pp. 369–372.
101. Shulga K.V., Il'ichev E., Fistul M.V., Besedin I.S., Butz S., Astafiev O.V., Hübner U., Ustinov A.V. Magnetically induced transparency of a quantum metamaterial composed of twin flux qubits // *Nature Communications*, – Vol. 9, – 2018. – P. 150.
102. Peng Z.H., De Graaf S.E., Tsai J.S., Astafiev O.V. Tuneable on-demand single-photon source in the microwave range // *Nature Communications*, – Vol. 7, – 2016. – P. 12588.
103. Stern M., Catelani G., Kubo Y., Grezes C., Bienfait A., Vion D., Esteve D., Bertet P. Flux qubits with long coherence times for hybrid quantum circuits // *Physical Review Letters*, – Vol. 113, – 2014. – P. 123601.
104. Gustavsson S., Yan F., Bylander J., Yoshihara F., Nakamura Y., Orlando T.P., Oliver W.D. Dynamical decoupling and dephasing in interacting two-level systems // *Physical Review Letters*, – Vol. 109, – 2012. – P. 010502.
105. Dmitriev A.Y., Astafiev O.V. A perspective on superconducting flux qubits // *Applied Physics Letters*, – Vol. 119, – 2021.
106. Koch J., Terri M.Y., Gambetta J., Houck A.A., Schuster D.I., Majer J., Blais A., Devoret M.H., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box // *Physical Review A*, – Vol. 76, – 2007. – P. 042319.
107. Schreier J.A., Houck A.A., Koch J., Schuster D.I., Johnson B.R., Chow J.M., Gambetta J.M., Majer J., Frunzio L., Devoret M.H., others. Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits // *Physical Review B*, – Vol. 77, – 2008. – P. 180502.
108. Burnett J.J., Bengtsson A., Scigliuzzo M., Niepce D., Kudra M., Delsing P., Bylander J. Decoherence benchmarking of superconducting qubits // *NPJ Quantum Information*, – Vol. 5, – 2019. – P. 54.

109. Brink M., Chow J.M., Hertzberg J., Magesan E., Rosenblatt S. Device challenges for near term superconducting quantum processors: frequency collisions // 2018 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). 2018. pp. 6–1.
110. Schutjens R., Dagga F.A., Egger D.J., Wilhelm F.K. Single-qubit gates in frequency-crowded transmon systems // *Physical Review A*, – Vol. 88, – 2013. – P. 052330.
111. Viisanen K.L., Pekola J.P. Anomalous electronic heat capacity of copper nanowires at sub-kelvin temperatures // *Physical Review B*, – Vol. 97, – 2018. – P. 115422.
112. McGeoch C.C. Adiabatic quantum computation and quantum annealing: Theory and practice // *Synthesis Lectures on Quantum Computing*, – Vol. 5, – 2014. – pp. 1–93.
113. Hassler F., Akhmerov A.R., Beenakker C.W.J. The top-transmon: a hybrid superconducting qubit for parity-protected quantum computation // *New Journal of Physics*, – Vol. 13, – 2011. – P. 095004.
114. Gladchenko S., Olaya D., Dupont-Ferrier E., Douçot B., Ioffe L.B., Gershenson M.E. Superconducting nanocircuits for topologically protected qubits // *Nature Physics*, – Vol. 5, – 2009. – pp. 48–53.
115. Kelly J., Barends R., Fowler A.G., Megrant A., Jeffrey E., White T.C., Sank D., Mutus J.Y., Campbell B., Chen Y., others. State preservation by repetitive error detection in a superconducting quantum circuit // *Nature*, – Vol. 519, – 2015. – pp. 66–69.
116. Astafiev O.V., Ioffe L.B., Kafanov S., Pashkin Y.A., Arutyunov K.Y., Shahar D., Cohen O., Tsai J.S. Coherent quantum phase slip // *Nature*, – Vol. 484, – 2012. – pp. 355–358.
117. Pechenezhskiy I.V., Mencia R.A., Nguyen L.B., Lin Y.H., Manucharyan V.E. The superconducting quasicharge qubit // *Nature*, – Vol. 585, – 2020. – pp. 368–371.

118. Cosmelli C., Carelli P., Castellano M.G., Chiarello F., Palazzi G.D., Leoni R., Torrioli G. Measurement of the intrinsic dissipation of a macroscopic system in the quantum regime // *Physical Review Letters*, – Vol. 82, – 1999. – P. 5357.
119. Ye Y., Peng K., Naghiloo M., Cunningham G., O'Brien K.P. Engineering Purely Nonlinear Coupling with the Quarton // arXiv preprint arXiv:2010.09959, – 2020.
120. Yan F., Sung Y., Krantz P., Kamal A., Kim D.K., Yoder J.L., Orlando T.P., Gustavsson S., Oliver W.D. Engineering Framework for Optimizing Superconducting Qubit Designs // arXiv preprint arXiv:2006.04130, – 2020.
121. Vool U., Kou A., Smith W.C., Frattini N.E., Serniak K., Reinhold P., Pop I.M., Shankar S., Frunzio L., Girvin S.M., others. Driving forbidden transitions in the fluxonium artificial atom // *Physical Review Applied*, – Vol. 9, – 2018. – P. 054046.
122. Wellstood F.C., Urbina C., Clarke J. Low-frequency noise in dc superconducting quantum interference devices below 1 K // *Applied Physics Letters*, – Vol. 50, – 1987. – pp. 772–774.
123. Yoshihara F., Harrabi K., Niskanen A.O., Nakamura Y., Tsai J.S. Decoherence of flux qubits due to  $1/f$  flux noise // *Physical Review Letters*, – Vol. 97, – 2006. – P. 167001.
124. Kumar P., Sendelbach S., Beck M.A., Freeland J.W., Wang Z., Wang H., Clare C.Y., Wu R.Q., Pappas D.P., McDermott R. Origin and reduction of  $1/f$  magnetic flux noise in superconducting devices // *Physical Review Applied*, – Vol. 6, – 2016. – P. 041001.
125. Krantz P., Kjaergaard M., Yan F., Orlando T.P., Gustavsson S., Oliver W.D. A quantum engineer's guide to superconducting qubits // *Applied Physics Reviews*, – Vol. 6, – 2019.
126. Bertet P., Chiorescu I., Burkard G., Semba K., Harmans C.J.P.M., DiVincenzo D.P., Mooij J.E. Dephasing of a superconducting qubit induced by photon noise // *Physical Review Letters*, – Vol. 95, – 2005. – P. 257002.

127. Peltonen J.T., Coumou P.C.J.J., Peng Z.H., Klapwijk T.M., Tsai J.S., Astafiev O.V. Hybrid rf SQUID qubit based on high kinetic inductance // *Scientific Reports*, – Vol. 8, – 2018. – pp. 1–8.
128. Abdumalikov Jr A.A., Astafiev O., Nakamura Y., Pashkin Y.A., Tsai J. Vacuum Rabi splitting due to strong coupling of a flux qubit and a coplanar-waveguide resonator // *Physical Review B*, – Vol. 78, – 2008. – P. 180502.
129. Dmitriev A.Y., Shaikhaidarov R., Hönigl-Decrinis T., De Graaf S.E., Antonov V.N., Astafiev O.V. Probing photon statistics of coherent states by continuous wave mixing on a two-level system // *Physical Review A*, – Vol. 100, – 2019. – P. 013808.
130. Antonov I.V., Shaikhaidarov R.S., Antonov V.N., Astafiev O.V. Superconducting ‘twin’ qubit // *Physical Review B*, – Vol. 102, – 2020. – P. 115422.
131. Dmitriev A.Y., Korenkov A., Astafiev O.V. Scattering spectroscopy of a superconducting artificial atom coupled to two half spaces // *JETP letters*, – Vol. 105, – 2017. – pp. 110–113.
132. Dmitriev A.Y., Shaikhaidarov R., Antonov V.N., Hönigl-Decrinis T., Astafiev O.V. Quantum wave mixing and visualisation of coherent and superposed photonic states in a waveguide // *Nature Communications*, – Vol. 8, – 2017. – P. 1352.
133. Manucharyan V.E., Koch J., Glazman L.I., Devoret M.H. Fluxonium: Single cooper-pair circuit free of charge offsets // *Science*, – Vol. 326, – 2009. – pp. 113–116.
134. Nguyen L.B., Lin Y.H., Somoroff A., Mencia R., Grabon N., Manucharyan V.E. High-coherence fluxonium qubit // *Physical Review X*, – Vol. 9, – 2019. – P. 041041.
135. Earnest N., Chakram S., Lu Y., Irons N., Naik R.K., Leung N., Ocola L., Czaplewski D.A., Baker B., Lawrence J., others. Realization of a  $\Lambda$  system with metastable states of a capacitively shunted fluxonium // *Physical Review Letters*, – Vol. 120, – 2018. – P. 150504.

136. Linzen S., Ziegler M., Astafiev O.V., Schmelz M., Hübner U., Diegel M., Il'ichev E., Meyer H.G. Structural and electrical properties of ultrathin niobium nitride films grown by atomic layer deposition // *Superconductor Science and Technology*, – Vol. 30, – 2017. – P. 035010.
137. Mooij J.E., Harmans C.J.P.M. Phase-slip flux qubits // *New Journal of Physics*, – Vol. 7, – 2005. – P. 219.
138. Mooij J.E., Nazarov Y.V. Superconducting nanowires as quantum phase-slip junctions // *Nature Physics*, – Vol. 2, – 2006. – pp. 169–172.
139. Peltonen J.T., Peng Z.H., Korneeva Y.P., Voronov B.M., Korneev A.A., Semenov A.V., Gol'Tsman G.N., Tsai J.S., Astafiev O.V. Coherent dynamics and decoherence in a superconducting weak link // *Physical Review B*, – Vol. 94, – 2016. – P. 180508.
140. De Graaf S.E., Skacel S.T., Hönigl-Decrinis T., Shaikhaidarov R., Rotzinger H., Linzen S., Ziegler M., Hübner U., Meyer H.G., Antonov V., others. Charge quantum interference device // *Nature Physics*, – Vol. 14, – 2018. – pp. 590–594.
141. Grünhaupt L., Spiecker M., Gusenkova D., Maleeva N., Skacel S.T., Takmakov I., Valenti F., Winkel P., Rotzinger H., Wernsdorfer W., others. Granular aluminium as a superconducting material for high-impedance quantum circuits // *Nature Materials*, – Vol. 18, – 2019. – pp. 816–819.
142. Kou A., Smith W.C., Vool U., Brierley R.T., Meier H., Frunzio L., Girvin S.M., Glazman L.I., Devoret M.H. Fluxonium-based artificial molecule with a tunable magnetic moment // *Physical Review X*, – Vol. 7, – 2017. – P. 031037.
143. Frolov S.M., Stoutimore M.J.A., Crane T.A., Van Harlingen D.J., Oboznov V.A., Ryazanov V.V., Ruosi A., Granata C., Russo M. Imaging spontaneous currents in superconducting arrays of  $\pi$ -junctions // *Nature Physics*, – Vol. 4, – 2008. – pp. 32–36.
144. Shcherbakova A.V., Fedorov K.G., Shulga K.V., Ryazanov V.V., Bolginov V.V., Oboznov V.A., Egorov S.V., Shkolnikov V.O., Wolf M.J., Beckmann D., others.

- Fabrication and measurements of hybrid Nb/Al Josephson junctions and flux qubits with  $\pi$ -shifters // *Superconductor Science and Technology*, – Vol. 28, – 2015. – P. 025009.
145. Groszkowski P., Paolo A.D., Grimsmo A.L., Blais A., Schuster D.I., Houck A.A., Koch J. Coherence properties of the  $0-\pi$ qubit // *New Journal of Physics*, – Vol. 20, – 2018. – P. 043053.
146. Wallraff A., Schuster D.I., Blais A., Frunzio L., Huang R.S., Majer J., Kumar S., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics // *Nature*, – Vol. 431, – 2004. – pp. 162–167.
147. Chiorescu I., Bertet P., Semba K., Nakamura Y., Harmans C.J.P.M., Mooij J.E. Coherent dynamics of a flux qubit coupled to a harmonic oscillator // *Nature*, – Vol. 431, – 2004. – pp. 159–162.
148. Johansson J., Saito S., Meno T., Nakano H., Ueda M., Semba K., Takayanagi H. Vacuum Rabi Oscillations in a Macroscopic Superconducting Qubit L C Oscillator System // *Physical Review Letters*, – Vol. 96, – 2006. – P. 127006.
149. Schuster D.I., Houck A.A., Schreier J.A., Wallraff A., Gambetta J.M., Blais A., Frunzio L., Majer J., Johnson B., Devoret M.H., others. Resolving photon number states in a superconducting circuit // *Nature*, – Vol. 445, – 2007. – pp. 515–518.
150. Houck A.A., Schuster D.I., Gambetta J.M., Schreier J.A., Johnson B.R., Chow J.M., Frunzio L., Majer J., Devoret M.H., Girvin S.M., others. Generating single microwave photons in a circuit // *Nature*, – Vol. 449, – 2007. – pp. 328–331.
151. Astafiev O., Inomata K., Niskanen A.O., Yamamoto T., Pashkin Y.A., Nakamura Y., Tsai J.S. Single artificial-atom lasing // *Nature*, – Vol. 449, – 2007. – pp. 588–590.
152. Raimond J.M., Brune M., Haroche S. Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 73, – 2001. – P. 565.

153. Mabuchi H., Doherty A.C. Cavity quantum electrodynamics: coherence in context // *Science*, – Vol. 298, – 2002. – pp. 1372–1377.
154. Walther H., Varcoe B.T.H., Englert B.G., Becker T. Cavity quantum electrodynamics // *Reports on Progress in Physics*, – Vol. 69, – 2006. – P. 1325.
155. McKeever J., Boca A., Boozer A.D., Buck J.R., Kimble H.J. Experimental realization of a one-atom laser in the regime of strong coupling // *Nature*, – Vol. 425, – 2003. – pp. 268–271.
156. Reithmaier J.P., Sęk G., Löffler A., Hofmann C., Kuhn S., Reitzenstein S., Keldysh L.V., Kulakovskii V.D., Reinecke T.L., Forchel A. Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system // *Nature*, – Vol. 432, – 2004. – pp. 197–200.
157. Yoshie T., Scherer A., Hendrickson J., Khitrova G., Gibbs H.M., Rupper G., Ell C., Shchekin O.B., Deppe D.G. Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity // *Nature*, – Vol. 432, – 2004. – pp. 200–203.
158. Rice P.R., Carmichael H.J. Photon statistics of a cavity-QED laser: A comment on the laser–phase-transition analogy // *Physical Review A*, – Vol. 50, – 1994. – P. 4318.
159. Mu Y., Savage C.M. One-atom lasers // *Physical Review A*, – Vol. 46, – 1992. – P. 5944.
160. Rodrigues D.A., Imbers J., Armour A.D. Quantum dynamics of a resonator driven by a superconducting single-electron transistor: A solid-state analogue of the micromaser // *Physical Review Letters*, – Vol. 98, – 2007. – P. 067204.
161. You J.Q., Liu Y.X., Sun C.P., Nori F. Persistent single-photon production by tunable on-chip micromaser with a superconducting quantum circuit // *Physical Review B*, – Vol. 75, – 2007. – P. 104516.
162. Hauss J., Fedorov A., Hutter C., Shnirman A., Schön G. Single-qubit lasing and cooling at the Rabi frequency // *Physical Review Letters*, – Vol. 100, – 2008. – P. 037003.

163. Averin D.V., Aleshkin V.Y. Resonance tunneling of Cooper pairs in a system of two small Josephson junctions // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, – Vol. 50, – 1989. – P. 367.
164. Siegman A.E. *Lasers*. University science books, 1986.
165. Hood C.J., Lynn T.W., Doherty A.C., Parkins A.S., Kimble H.J. The atom-cavity microscope: Single atoms bound in orbit by single photons // *Science*, – Vol. 287, – 2000. – pp. 1447–1453.
166. Armour A.D., Blencowe M.P., Schwab K.C. Entanglement and decoherence of a micromechanical resonator via coupling to a Cooper-pair box // *Physical Review Letters*, – Vol. 88, – 2002. – P. 148301.
167. Irish E.K., Schwab K. Quantum measurement of a coupled nanomechanical resonator–Cooper-pair box system // *Physical Review B*, – Vol. 68, – 2003. – P. 155311.
168. Blais A., Huang R.S., Wallraff A., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation // *Physical Review A*, – Vol. 69, – 2004. – P. 062320.
169. Schuster D.I., Wallraff A., Blais A., Frunzio L., Huang R.S., Majer J., Girvin S.M., Schoelkopf, R.J. ac Stark shift and dephasing of a superconducting qubit strongly coupled to a cavity field // *Physical Review Letters*, – Vol. 94, – 2005. – P. 123602.
170. Majer J., Chow J.M., Gambetta J.M., Koch J., Johnson B.R., Schreier J.A., Frunzio L., Schuster D.I., Houck A.A., Wallraff A., others. Coupling superconducting qubits via a cavity bus // *Nature*, – Vol. 449, – 2007. – pp. 443–447.
171. Sillanpää M.A., Park J.I., Simmonds R.W. Coherent quantum state storage and transfer between two phase qubits via a resonant cavity // *Nature*, – Vol. 449, – 2007. – pp. 438–442.
172. You J.Q., Hu X., Ashhab S., Nori F. Low-decoherence flux qubit // *Physical Review B*, – Vol. 75, – 2007. – P. 140515.

173. Lindström T., Webster C.H., Healey J.E., Colclough M.S., Muirhead C.M., Tzalenchuk A.Y. Circuit QED with a flux qubit strongly coupled to a coplanar transmission line resonator // *Superconductor Science and Technology*, – Vol. 20, – 2007. – P. 814.
174. Il'ichev E., Oukhanski N., Izmalkov A., Wagner T., Grajcar M., Meyer H.G., Smirnov A.Y., van den Brink A.M., Amin M.H.S., Zagoskin A.M. Continuous monitoring of Rabi oscillations in a Josephson flux qubit // *Physical Review Letters*, – Vol. 91, – 2003. – P. 097906.
175. Rau I., Johansson G., Shnirman A. Cavity quantum electrodynamics in superconducting circuits: Susceptibility at elevated temperatures // *Physical Review B*, – Vol. 70, – 2004. – P. 054521.
176. Oelsner G., Van Der Ploeg S.H.W., Macha P., Hübner U., Born D., Anders S., Il'ichev E., Meyer H.G., Grajcar M., Wunsch S., others. Weak continuous monitoring of a flux qubit using coplanar waveguide resonator // *Physical Review B*, – Vol. 81, – 2010. – P. 172505.
177. Pozar D.M. *Microwave engineering*. John Wiley & Sons, 2011.
178. Greenberg Y.S. Low-frequency Rabi spectroscopy of dissipative two-level systems: Dressed-state approach // *Physical Review B*, – Vol. 76, – 2007. – P. 104520.
179. Fink J.M., Göppl M., Baur M., Bianchetti R., Leek P.J., Blais A., Wallraff A. Climbing the Jaynes--Cummings ladder and observing its nonlinearity in a cavity QED system // *Nature*, – Vol. 454, – 2008. – pp. 315-318.
180. Schleich W.P. *Quantum Optics in Phase Space* Wiley. Berlin, 2001.
181. Scully M.O., Zubairy M.S. *Quantum optics*. American Association of Physics Teachers, 1999.
182. Bishop L.S., Chow J.M., Koch J., Houck A.A., Devoret M.H., Thuneberg E., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. Nonlinear response of the vacuum Rabi resonance // *Nature Physics*, – Vol. 5, – 2009. – pp. 105-109.

183. Macha P., van der Ploeg S.H.W., Oelsner G., Il'ichev E., Meyer H.G., Wünsch S., Siegel M. Losses in coplanar waveguide resonators at millikelvin temperatures // *Applied Physics Letters*, – Vol. 96, – 2010. – P. 062503.
184. Grajcar M., Izmalkov A., Il'Ichev E., Wagner T., Oukhanski N., Hübner U., May T., Zhilyaev I., Hoenig H.E., Greenberg Y.S., others. Low-frequency measurement of the tunneling amplitude in a flux qubit // *Physical Review B*, – Vol. 69, – 2004. – P. 060501.
185. Zumofen G., Mojarad N.M., Sandoghdar V., Agio M. Perfect reflection of light by an oscillating dipole // *Physical Review Letters*, – Vol. 101, – 2008. – P. 180404.
186. Gerhardt I., Wrigge G., Bushev P., Zumofen G., Agio M., Pfab R., Sandoghdar V. Strong extinction of a laser beam by a single molecule // *Physical Review Letters*, – Vol. 98, – 2007. – P. 033601.
187. Wrigge G., Gerhardt I., Hwang J., Zumofen G., Sandoghdar V. Efficient coupling of photons to a single molecule and the observation of its resonance fluorescence // *Nature Physics*, – Vol. 4, – 2008. – pp. 60–66.
188. Tey M.K., Chen Z., Aljunid S.A., Chng B., Huber F., Maslennikov G., Kurtsiefer C. Strong interaction between light and a single trapped atom without the need for a cavity // *Nature Physics*, – Vol. 4, – 2008. – pp. 924–927.
189. Vamivakas A.N., Atatüre M., Dreiser J., Yilmaz S.T., Badolato A., Swan A.K., Goldberg B.B., Imamoğlu A., Ünlü M.S. Strong extinction of a far-field laser beam by a single quantum dot // *Nano letters*, – Vol. 7, – 2007. – pp. 2892–2896.
190. Muller A., Flagg E.B., Bianucci P., Wang X.Y., Deppe D.G., Ma W., Zhang J., Salamo G.J., Xiao M., Shih C.K. Resonance fluorescence from a coherently driven semiconductor quantum dot in a cavity // *Physical Review Letters*, – Vol. 99, – 2007. – P. 187402.
191. Hwang J., Pototschnig M., Lettow R., Zumofen G., Renn A., Göttinger S., Sandoghdar V. A single-molecule optical transistor // *Nature*, – Vol. 460, – 2009. – pp. 76–80.

192. Chang D.E., Sørensen A.S., Demler E.A., Lukin M.D. A single-photon transistor using nanoscale surface plasmons // *Nature Physics*, – Vol. 3, – 2007. – pp. 807-812.
193. Fragner A., Göppl M., Fink J.M., Baur M., Bianchetti R., Leek P.J., Blais A., Wallraff A. Resolving vacuum fluctuations in an electrical circuit by measuring the Lamb shift // *Science*, – Vol. 322, – 2008. – pp. 1357–1360.
194. Baur M., Filipp S., Bianchetti R., Fink J.M., Göppl M., Steffen L., Leek P.J., Blais A., Wallraff A. Measurement of Autler-Townes and Mollow transitions in a strongly driven superconducting qubit // *Physical Review Letters*, – Vol. 102, – 2009. – P. 243602.
195. Hofheinz M., Wang H., Ansmann M., Bialczak R.C., Lucero E., Neeley M., O'connell A.D., Sank D., Wenner J., Martinis J.M., others. Synthesizing arbitrary quantum states in a superconducting resonator // *Nature*, – Vol. 459, – 2009. – pp. 546–549.
196. Rautian S.G., Sobel'man I.I. Line shape and dispersion in the vicinity of an absorption band, as affected by induced transitions // *JETP*, – Vol. 14, – 1962. – P. 328.
197. Burshtein A.I. Kinetics of the relaxation induced by a sudden potential change // *Sov. Phys. JETP*, – Vol. 22, – 1966. – pp. 939–947.
198. Mollow B.R. Power spectrum of light scattered by two-level systems // *Physical Review*, – Vol. 188, – 1969.
199. Schuda F., Stroud Jr C.R., Hercher M. Observation of the resonant Stark effect at optical frequencies // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, – Vol. 7, – 1974. – P. L198.
200. Wu F.Y., Grove R.E., Ezekiel S. Investigation of the spectrum of resonance fluorescence induced by a monochromatic field // *Physical Review Letters*, – Vol. 35, – 1975. – P. 1426.

201. Schoelkopf R.J., Clerk A.A., Girvin S.M., Lehnert K.W., Devoret M.H. Qubits as spectrometers of quantum noise // *Quantum noise in Mesoscopic Physics*, – 2003. – pp. 175–203.
202. Rakhmanov A.L., Zagoskin A.M., Savel'ev S., Nori F. Quantum metamaterials: Electromagnetic waves in a Josephson qubit line // *Physical Review B*, – Vol. 77, – 2008. – P. 144507.
203. Silfvast W.T. *Laser Fundamentals*. Cambridge (England): Cambridge University Press, 2004.
204. Englund D., Faraon A., Fushman I., Stoltz N., Petroff P., Vučković J. Controlling cavity reflectivity with a single quantum dot // *Nature*, – Vol. 450, – 2007. – pp. 857-861.
205. Meschede D., Walther H., Müller G. One-atom maser // *Physical Review Letters*, – Vol. 54, – 1985. – P. 551.
206. Nomura M., Kumagai N., Iwamoto S., Ota Y., Arakawa Y. Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot--nanocavity system // *Nature Physics*, – Vol. 6, – 2010. – pp. 279-283.
207. Harris S.E., Field J.E., Imamoglu A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency // *Physical Review Letters*, – Vol. 64, – 1990. – P. 1107.
208. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 77, – 2005. – P. 633.
209. Murali K.V.R.M., Dutton Z., Oliver W.D., Crankshaw D.S., Orlando T.P. Probing decoherence with electromagnetically induced transparency in superconductive quantum circuits // *Physical Review Letters*, – Vol. 93, – 2004. – P. 087003.
210. Sillanpää M.A., Li J., Cicak K., Altomare F., Park J.I., Simmonds R.W., Paraoanu G.S., Hakonen P.J. Autler-Townes effect in a superconducting three-level system // *Physical Review Letters*, – Vol. 103, – 2009. – P. 193601.

211. Kelly W.R., Dutton Z., Schlafer J., Mookerji B., Ohki T.A., Kline J.S., Pappas D.P. Direct observation of coherent population trapping in a superconducting artificial atom // *Physical Review Letters*, – Vol. 104, – 2010. – P. 163601.
212. Autler S.H., Townes C.H. Stark effect in rapidly varying fields // *Physical Review*, – Vol. 100, – 1955. – P. 703.
213. Kok P., Munro W.J., Nemoto K., Ralph T.C., Dowling J.P., Milburn G.J. Linear optical quantum computing with photonic qubits // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 79, – 2007. – P. 135.
214. Neeley M., Ansmann M., Bialczak R.C., Hofheinz M., Lucero E., O'Connell A.D., Sank D., Wang H., Wenner J., Cleland A.N., others. Emulation of a quantum spin with a superconducting phase qubit // *Science*, – Vol. 325, – 2009. – pp. 722–725.
215. Jones J.A. Quantum computing with NMR // arXiv preprint arXiv:1011.1382, – 2010.
216. Rugar D., Budakian R., Mamin H.J., Chui B.W. Single spin detection by magnetic resonance force microscopy // *Nature*, – Vol. 430, – 2004. – pp. 329–332.
217. Steffen M., Ansmann M., McDermott R., Katz N., Bialczak R.C., Lucero E., Neeley M., Weig E.M., Cleland A.N., Martinis J.M. State tomography of capacitively shunted phase qubits with high fidelity // *Physical Review Letters*, – Vol. 97, – 2006. – P. 050502.
218. Häffner H., Roos C.F., Blatt R. Quantum computing with trapped ions // *Physics Reports*, – Vol. 469, – 2008. – pp. 155–203.
219. Maze J.R., Stanwix P.L., Hodges J.S., Hong S., Taylor J.M., Cappellaro P., Jiang L., Dutt M.V.G., Togan E., Zibrov A.S., others. Nanoscale magnetic sensing with an individual electronic spin in diamond // *Nature*, – Vol. 455, – 2008. – pp. 644–647.
220. Balasubramanian G., Chan I.Y., Kolesov R., Al-Hmoud M., Tisler J., Shin C., Kim C., Wojcik A., Hemmer P.R., Krueger A., others. Nanoscale imaging magnetometry

- with diamond spins under ambient conditions // *Nature*, – Vol. 455, – 2008. – pp. 648–651.
221. Slichter C.P. Principles of magnetic resonance. Vol 1. Springer Science & Business Media, 2013.
222. Carmichael H. Statistical methods in quantum optics 1: master equations and Fokker-Planck equations. Vol 1. Springer Science & Business Media, 1999.
223. Bozyigit D., Lang C., Steffen L., Fink J.M., Eichler C., Baur M., Bianchetti R., Leek P.J., Filipp S., Da Silva M.P., others. Antibunching of microwave-frequency photons observed in correlation measurements using linear detectors // *Nature Physics*, – Vol. 7, – 2011. – pp. 154–158.
224. Kimble H.J. The quantum internet // *Nature*, – Vol. 453, – 2008. – pp. 1023–1030.
225. Duan L.M., Monroe C. Colloquium: Quantum networks with trapped ions // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 82, – 2010. – P. 1209.
226. Sangouard N., Simon C., De Riedmatten H., Gisin N. Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 83, – 2011. – P. 33.
227. Northup T.E., Blatt R. Quantum information transfer using photons // *Nature Photonics*, – Vol. 8, – 2014. – pp. 356–363.
228. Kim J., Benson O., Kan H., Yamamoto Y. A single-photon turnstile device // *Nature*, – Vol. 397, – 1999. – pp. 500–503.
229. Lounis B., Moerner W.E. Single photons on demand from a single molecule at room temperature // *Nature*, – Vol. 407, – 2000. – pp. 491–493.
230. Kurtsiefer C., Mayer S., Zarda P., Weinfurter H. Stable solid-state source of single photons // *Physical Review Letters*, – Vol. 85, – 2000. – P. 290.
231. Keller M., Lange B., Hayasaka K., Lange W., Walther H. Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system // *Nature*, – Vol. 431, – 2004. – pp. 1075–1078.

232. He Y.M., He Y., Wei Y.J., Wu D., Atatüre M., Schneider C., Höfling S., Kamp M., Lu C.Y., Pan J.W. On-demand semiconductor single-photon source with near-unity indistinguishability // *Nature Nanotechnology*, – Vol. 8, – 2013. – pp. 213–217.
233. Hofheinz M., Weig E.M., Ansmann M., Bialczak R.C., Lucero E., Neeley M., O’connell A.D., Wang H., Martinis J.M., Cleland A.N. Generation of Fock states in a superconducting quantum circuit // *Nature*, – Vol. 454, – 2008. – pp. 310–314.
234. Lang C., Bozyigit D., Eichler C., Steffen L., Fink J.M., Abdumalikov Jr A.A., Baur M., Filipp S., Da Silva M.P., Blais A., others. Observation of resonant photon blockade at microwave frequencies using correlation function measurements // *Physical Review Letters*, – Vol. 106, – 2011. – P. 243601.
235. Lang C., Eichler C., Steffen L., Fink J.M., Woolley M.J., Blais A., Wallraff A. Correlations, indistinguishability and entanglement in Hong–Ou–Mandel experiments at microwave frequencies // *Nature Physics*, – Vol. 9, – 2013. – pp. 345–348.
236. Pechal M., Huthmacher L., Eichler C., Zeytinoğlu S., Abdumalikov Jr A.A., Berger S., Wallraff A., Filipp S. Microwave-controlled generation of shaped single photons in circuit quantum electrodynamics // *Physical Review X*, – Vol. 4, – 2014. – P. 041010.
237. Lodahl P., Mahmoodian S., Stobbe S. Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 87, – 2015. – P. 347.
238. Lindkvist J., Johansson G. Scattering of coherent pulses on a two-level system—single-photon generation // *New Journal of Physics*, – Vol. 16, – 2014. – P. 055018.
239. Abdumalikov Jr A.A., Astafiev O.V., Pashkin Y.A., Nakamura Y., Tsai J.S. Dynamics of coherent and incoherent emission from an artificial atom in a 1D space // *Physical Review Letters*, – Vol. 107, – 2011. – P. 043604.

240. Hoi I.C., Palomaki T., Lindkvist J., Johansson G., Delsing P., Wilson C.M. Generation of nonclassical microwave states using an artificial atom in 1D open space // *Physical Review Letters*, – Vol. 108, – 2012. – P. 263601.
241. Paauw F.G., Fedorov A., Harmans C.J.P.M., Mooij J.E. Tuning the gap of a superconducting flux qubit // *Physical Review Letters*, – Vol. 102, – 2009. – P. 090501.
242. Zhu X., Kemp A., Saito S., Semba K. Coherent operation of a gap-tunable flux qubit // *Applied Physics Letters*, – Vol. 97, – 2010. – P. 102503.
243. Da Silva M.P., Bozyigit D., Wallraff A., Blais A. Schemes for the observation of photon correlation functions in circuit QED with linear detectors // *Physical Review A*, – Vol. 82, – 2010. – P. 043804.
244. Brown R.H., Twiss R.Q. Correlation between photons in two coherent beams of light // *Nature*, – Vol. 177, – 1956. – pp. 27–29.
245. Gabelli J., Reydellet L.H., Fève G., Berroir J.M., Placais B., Roche P., Glattli D.C. Hanbury Brown–Twiss correlations to probe the population statistics of GHz photons emitted by conductors // *Physical Review Letters*, – Vol. 93, – 2004. – P. 056801.
246. Menzel E.P., Deppe F., Mariani M., Caballero M.A.A., Baust A., Niemczyk T., Hoffmann E., Marx A., Solano E., Gross R. Dual-path state reconstruction scheme for propagating quantum microwaves and detector noise tomography // *Physical Review Letters*, – Vol. 105, – 2010. – P. 100401.
247. Zhou Y., Peng Z., Horiuchi Y., Astafiev O.V., Tsai J.S. Tunable microwave single-photon source based on transmon qubit with high efficiency // *Physical Review Applied*, – Vol. 13, – 2020. – P. 034007.
248. Vasenin A.V., Dmitriev A.Y., Kadyrmetov S.V., Bolgar A.N., Astafiev O.V. Dynamics of multiphoton scattering in a two-level mixer // *Physical Review A*, – Vol. 106, – 2022. – P. L041701.
249. Boyd R.W. *Nonlinear optics*. Academic press, 2003.

250. Clarke J., Wilhelm F.K. Superconducting quantum bits // *Nature*, – Vol. 453, – 2008. – pp. 1031–1042.
251. Hoi I.C., Wilson C.M., Johansson G., Lindkvist J., Peropadre B., Palomaki T., Delsing P. Microwave quantum optics with an artificial atom in one-dimensional open space // *New Journal of Physics*, – Vol. 15, – 2013. – P. 025011.
252. You J.Q., Nori F. Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits // *Nature*, – Vol. 474, – 2011. – pp. 589–597.
253. Hoi I.C., Kockum A.F., Palomaki T., Stace T.M., Fan B., Tornberg L., Sathyamoorthy S.R., Johansson G., Delsing P., Wilson C.M. Giant cross-Kerr effect for propagating microwaves induced by an artificial atom // *Physical Review Letters*, – Vol. 111, – 2013. – P. 053601.
254. Van Loo A.F., Fedorov A., Lalumiere K., Sanders B.C., Blais A., Wallraff A. Photon-mediated interactions between distant artificial atoms // *Science*, – Vol. 342, – 2013. – pp. 1494–1496.
255. Toyli D.M., Eddins A.W., Boutin S., Puri S., Hover D., Bolkhovskiy V., Oliver W.D., Blais A., Siddiqi I. Resonance fluorescence from an artificial atom in squeezed vacuum // *Physical Review X*, – Vol. 6, – 2016. – P. 031004.
256. Oliver W.D., Yu Y., Lee J.C., Berggren K.K., Levitov L.S., Orlando T.P. Mach-Zehnder interferometry in a strongly driven superconducting qubit // *Science*, – Vol. 310, – 2005. – pp. 1653–1657.
257. Neilinger P., Shevchenko S.N., Bogár J., Reháč M., Oelsner G., Karpov D.S., Hübner U., Astafiev O., Grajcar M., Il'ichev E. Landau-Zener-Stückelberg-Majorana lasing in circuit quantum electrodynamics // *Physical Review B*, – Vol. 94, – 2016. – P. 094519.
258. Schackert F., Roy A., Hatridge M., Devoret M.H., Stone A.D. Three-wave mixing with three incoming waves: signal-idler coherent attenuation and gain enhancement in a parametric amplifier // *Physical Review Letters*, – Vol. 111, – 2013. – P. 073903.

259. Maser A., Gmeiner B., Utikal T., Götzinger S., Sandoghdar V. Few-photon coherent nonlinear optics with a single molecule // *Nature Photonics*, – Vol. 10, – 2016. – pp. 450–453.
260. Lvovsky A.I., Raymer M.G. Continuous-variable optical quantum-state tomography // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 81, – 2009. – P. 299.
261. Ip E., Lau A.P.T., Barros D.J.F., Kahn J.M. Coherent detection in optical fiber systems // *Optics Express*, – Vol. 16, – 2008. – pp. 753–791.
262. Slusher R., Hollberg L.W., Yurke B., Mertz J.C., Valley J.F. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity // *Physical Review Letters*, – Vol. 55, – 1985. – P. 2409.
263. Eichler C., Bozyigit D., Lang C., Baur M., Steffen L., Fink J.M., Filipp S., Wallraff A. Observation of two-mode squeezing in the microwave frequency domain // *Physical Review Letters*, – Vol. 107, – 2011. – P. 113601.
264. Castellanos-Beltran M.A., Irwin K.D., Hilton G.C., Vale L.R., Lehnert K.W. Amplification and squeezing of quantum noise with a tunable Josephson metamaterial // *Nature Physics*, – Vol. 4, – 2008. – pp. 929–931.
265. Kippenberg T.J., Holzwarth R., Diddams S.A. Microresonator-based optical frequency combs // *Science*, – Vol. 332, – 2011. – pp. 555–559.
266. Wen P.Y., Kockum A.F., Ian H., Chen J.C., Nori F., Hoi I.C. Reflective amplification without population inversion from a strongly driven superconducting qubit // *Physical Review Letters*, – Vol. 120, – 2018. – P. 063603.
267. Liu Y.X., Sun H.C., Peng Z.H., Miranowicz A., Tsai J.S., Nori F. Controllable microwave three-wave mixing via a single three-level superconducting quantum circuit // *Scientific Reports*, – Vol. 4, – 2014. – P. 7289.
268. Peng Z.H., Ding J.H., Zhou Y., Ying L.L., Wang Z., Zhou L., Kuang L.M., Liu Y.X., Astafiev O.V., Tsai J.S. Vacuum-induced Autler-Townes splitting in a superconducting artificial atom // *Physical Review A*, – Vol. 97, – 2018. – P. 063809.

269. Pogosov W.V., Dmitriev A.Y., Astafiev O.V. Effects of photon statistics in wave mixing on a single qubit // *Physical Review A*, – Vol. 104, – 2021. – P. 023703.
270. Ekinici K.L., Roukes M.L. Nanoelectromechanical systems // *Review of Scientific Instruments*, – Vol. 76, – 2005. – P. 061101.
271. Schwab K.C., Roukes M.L. Putting mechanics into quantum mechanics // *Physics Today*, – Vol. 58, – 2005. – pp. 36–42.
272. Henry Huang X.M., Zorman C.A., Mehregany M., Roukes M.L. Nanodevice motion at microwave frequencies // *Nature*, – Vol. 421, – 2003. – pp. 496–496.
273. Blencowe M. Quantum electromechanical systems // *Physics Reports*, – Vol. 395, – 2004. – pp. 159–222.
274. Knobel R.G., Cleland A.N. Nanometre-scale displacement sensing using a single electron transistor // *Nature*, – Vol. 424, – 2003. – pp. 291–293.
275. LaHaye M.D., Buu O., Camarota B., Schwab K.C. Approaching the quantum limit of a nanomechanical resonator // *Science*, – Vol. 304, – 2004. – pp. 74–77.
276. Pashkin Y.A., Li T.F., Pekola J.P., Astafiev O., Knyazev D.A., Hoehne F., Im H., Nakamura Y., Tsai J.S. Detection of mechanical resonance of a single-electron transistor by direct current // *Applied Physics Letters*, – Vol. 96, – 2010. – P. 263513.
277. Steele G.A., Hüttel A.K., Witkamp B., Poot M., Meerwaldt H.B., Kouwenhoven L.P., van der Zant H.S.J. Strong coupling between single-electron tunneling and nanomechanical motion // *Science*, – Vol. 325, – 2009. – pp. 1103–1107.
278. Lassagne B., Tarakanov Y., Kinaret J., Garcia-Sanchez D., Bachtold A. Coupling mechanics to charge transport in carbon nanotube mechanical resonators // *Science*, – Vol. 325, – 2009. – pp. 1107–1110.
279. Li T.F., Pashkin Y.A., Astafiev O., Nakamura Y., Tsai J.S., Im H. High-frequency metallic nanomechanical resonators // *Applied Physics Letters*, – Vol. 92, – 2008. – P. 043112.

280. Averin D.V., Likharev K.K. *Mesoscopic Phenomena in Solids-Modern problems in condensed matter sciences*. North-Holland, Amsterdam, 1991.
281. Hoehne F., Pashkin Y.A., Astafiev O., Faoro L., Ioffe L.B., Nakamura Y., Tsai J.S. Damping in high-frequency metallic nanomechanical resonators // *Physical Review B*, – Vol. 81, – 2010. – P. 184112.
282. Zorin A.B., Ahlers F.J., Niemeyer J., Weimann T., Wolf H., Krupenin V.A., Lotkhov S.V. Background charge noise in metallic single-electron tunneling devices // *Physical Review B*, – Vol. 53, – 1996. – P. 13682.
283. Löhneysen H.V. Low energy excitations in amorphous metals // *Physics Reports*, – Vol. 79, – 1981. – pp. 161–212.
284. Bolgar A.N., Zotova J.I., Kirichenko D.D., Besedin I.S., Semenov A.V., Shaikhaidarov R.S., Astafiev O.V. Quantum regime of a two-dimensional phonon cavity // *Physical Review Letters*, – Vol. 120, – 2018. – P. 223603.
285. Zeng G.H., Zhang Y., Bolgar A.N., He D., Li B., Ruan X.H., Zhou L., Kuang L.M., Astafiev O.V., Liu Y.X., others. Quantum versus classical regime in circuit quantum acoustodynamics // *New Journal of Physics*, – Vol. 23, – 2021. – P. 123001.
286. O'Connell A.D., Hofheinz M., Ansmann M., Bialczak R.C., Lenander M., Lucero E., Neeley M., Sank D., Wang M., Sank D., et al. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator // *Nature*, – Vol. 464, – 2010. – pp. 697–703.
287. Manenti R., Kockum A.F., Patterson A., Behrle T., Rahamim J., Tancredi G., Nori F., Leek P.J. Circuit quantum acoustodynamics with surface acoustic waves // *Nature Communications*, – Vol. 8, – 2017. – P. 975.
288. Gustafsson M.V., Aref T., Kockum A.F., Ekström M.K., Johansson G., Delsing P. Propagating phonons coupled to an artificial atom // *Science*, – Vol. 346, – 2014. – pp. 207–211.

289. LaHaye M.D., Suh J., Echternach P.M., Schwab K.C., Roukes M.L. Nanomechanical measurements of a superconducting qubit // *Nature*, – Vol. 459, – 2009. – pp. 960–964.
290. Pirkkalainen J.M., Cho S.U., Li J., Paraoanu G.S., Hakonen P.J., Sillanpää M.A. Hybrid circuit cavity quantum electrodynamics with a micromechanical resonator // *Nature*, – Vol. 494, – 2013. – pp. 211–215.
291. Rouxinol F., Hao Y., Brito F., Caldeira A.O., Irish E.K., LaHaye M.D. Measurements of nanoresonator-qubit interactions in a hybrid quantum electromechanical system // *Nanotechnology*, – Vol. 27, – 2016. – P. 364003.
292. Sulkko J., Sillanpää M.A., Häkkinen P., Lechner L., Helle M., Fefferman A., Parpia J., Hakonen P.J. Strong gate coupling of high-Q nanomechanical resonators // *Nano letters*, – Vol. 10, – 2010. – pp. 4884–4889.
293. Ockeloen-Korppi C.F., Damskäg E., Pirkkalainen J.M., Heikkilä T.T., Massel F., Sillanpää M.A. Noiseless quantum measurement and squeezing of microwave fields utilizing mechanical vibrations // *Physical Review Letters*, – Vol. 118, – 2017. – P. 103601.
294. Massel F., Heikkilä T.T., Pirkkalainen J.M., Cho S.U., Saloniemi H., Hakonen P.J., Sillanpää M.A. Microwave amplification with nanomechanical resonators // *Nature*, – Vol. 480, – 2011. – pp. 351–354.
295. Chu Y., Kharel P., Renninger W.H., Burkhart L.D., Frunzio L., Rakich P.T., Schoelkopf R.J. Quantum acoustics with superconducting qubits // *Science*, – Vol. 358, – 2017. – pp. 199–202.
296. Noguchi A., Yamazaki R., Tabuchi Y., Nakamura Y. Qubit-Assisted Transduction for a Detection of Surface Acoustic Waves near the Quantum Limit // *Physical Review Letters*, – Vol. 119, – No. 18, – November 2017. – P. 180505.
297. Shumeiko V.S. Quantum acousto-optic transducer for superconducting qubits // *Physical Review A*, – Vol. 93, – No. 2, – February 2016. – P. 023838.

298. Morgan D.P.A. *Advances in Surface Acoustic Wave Technology, Systems and Applications*. 1st ed. World Scientific, 2000. 1–50 pp.
299. Court I.N. Microwave Acoustic Devices for Pulse Compression Filters // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, – Vol. 17, – 1969. – pp. 968–986.
300. Tancrell R.H., Schulz M.B., Barrett H.H., Davis L., Holland M.G. Dispersive delay lines using ultrasonic surface waves // *Proceedings of the IEEE*, – Vol. 57, – 1969. – pp. 1211–1213.
301. Hartemann P., Dieulesaint E. Acoustic surface wave filters // *Electron. Lett.*, – Vol. 5, – 1969. – pp. 657–658.
302. Parker T.E., Montress G.K. Precision surface-acoustic-wave (SAW) oscillators // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, – Vol. 35, – 1988. – pp. 342–364.
303. Wang H., Hofheinz M., Ansmann M., Bialczak R.C., Lucero E., Neeley M., O’connell A.D., Sank D., Wenner J., Cleland A.N., others. Measurement of the decay of Fock states in a superconducting quantum circuit // *Physical Review Letters*, – Vol. 101, – 2008. – P. 240401.
304. Aref T., Delsing P., Ekström M.K., Kockum A.F., Gustafsson M.V., Johansson G., Leek P.J., Magnusson E., Manenti R. Quantum acoustics with surface acoustic waves // *Superconducting Devices in Quantum Optics*, – 2016. – pp. 217–244.
305. Manenti R., Peterer M.J., Nersisyan A., Magnusson E.B., Patterson A., Leek P.J. Surface acoustic wave resonators in the quantum regime // *Physical Review B*, – Vol. 93, – 2016. – P. 041411.
306. Morgan D. *Surface acoustic wave filters: With applications to electronic communications and signal processing*. Academic Press, 2010.
307. Kockum A.F., Delsing P., Johansson G. Designing frequency-dependent relaxation rates and Lamb shifts for a giant artificial atom // *Physical Review A*, – Vol. 90, – 2014. – P. 013837.

308. Bolgar A.N., Kirichenko D.D., Shaikhaidarov R.S., Sanduleanu S.V., Semenov A.V., Dmitriev A.Y., Astafiev O.V. A phononic crystal coupled to a transmission line via an artificial atom // *Communications Physics*, – Vol. 3, – 2020. – P. 207.
309. Tinkham M. *Introduction to superconductivity*. Courier Corporation, 2004.
310. Averin D.V., Zorin A.B., Likharev K.K. Bloch oscillations in small Josephson junctions // *JETP*, – Vol. 61, – 1985. – pp. 407–413.
311. Giordano N. Evidence for macroscopic quantum tunneling in one-dimensional superconductors // *Physical Review Letters*, – Vol. 61, – 1988. – P. 2137.
312. Bezryadin A., Lau C.N., Tinkham M. Quantum suppression of superconductivity in ultrathin nanowires // *Nature*, – Vol. 404, – 2000. – pp. 971–974.
313. Zgirski M., Riikonen K.P., Touboltsev V., Arutyunov K.Y. Quantum fluctuations in ultranarrow superconducting aluminum nanowires // *Physical Review B*, – Vol. 77, – 2008. – P. 054508.
314. Lehtinen J.S., Sajavaara T., Arutyunov K.Y., Presnjakov M.Y., Vasiliev A.L. Evidence of quantum phase slip effect in titanium nanowires // *Physical Review B*, – Vol. 85, – 2012. – P. 094508.
315. Hongisto T.T., Zorin A.B. Single-charge transistor based on the charge-phase duality of a superconducting nanowire circuit // *Physical Review Letters*, – Vol. 108, – 2012. – P. 097001.
316. Matveev K.A., Larkin A.I., Glazman L.I. Persistent current in superconducting nanorings // *Physical Review Letters*, – Vol. 89, – 2002. – P. 096802.
317. Hriscu A.M., Nazarov Y.V. Model of a proposed superconducting phase slip oscillator: A method for obtaining few-photon nonlinearities // *Physical Review Letters*, – Vol. 106, – 2011. – P. 077004.
318. Hriscu A.M., Nazarov Y.V. Coulomb blockade due to quantum phase slips illustrated with devices // *Physical Review B*, – Vol. 83, – 2011. – P. 174511.
319. Vanević M., Nazarov Y.V. Quantum phase slips in superconducting wires with weak inhomogeneities // *Physical Review Letters*, – Vol. 108, – 2012. – P. 187002.

320. Arutyunov K.Y., Golubev D.S., Zaikin A.D. Superconductivity in one dimension // *Physics Reports*, – Vol. 464, – 2008. – pp. 1–70.
321. Hongisto T.T., Arutyunov K.Y. Suppression of diamagnetism in superconducting nanorings by quantum fluctuations // arXiv preprint arXiv:0905.3464, – 2009.
322. Zaikin A.D., Golubev D.S., van Otterlo A., Zimányi G.T. Quantum phase slips and transport in ultrathin superconducting wires // *Physical Review Letters*, – Vol. 78, – 1997. – P. 1552.
323. Golubev D.S., Zaikin A.D. Quantum tunneling of the order parameter in superconducting nanowires // *Physical Review B*, – Vol. 64, – 2001. – P. 014504.
324. Altshuler B.L., Aronov A.G. Electron–electron interaction in disordered conductors. Vol 10. // In: *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*. Elsevier, 1985. pp. 1–153.
325. Finkel'stein A.M. Suppression of superconductivity in homogeneously disordered systems // *Physica B: Condensed Matter*, – Vol. 197, – 1994. – pp. 636–648.
326. Feigel'man M.V., Ioffe L.B., Kravtsov V.E., Cuevas E. Fractal superconductivity near localization threshold // *Annals of Physics*, – Vol. 325, – 2010. – pp. 1390–1478.
327. Feigel'man M.V., Ioffe L.B., Kravtsov V.E., Yuzbashyan E.A. Eigenfunction fractality and pseudogap state near the superconductor-insulator transition // *Physical Review Letters*, – Vol. 98, – 2007. – P. 027001.
328. Feigel'man M.V., Ioffe L.B., Mézard M. Superconductor-insulator transition and energy localization // *Physical Review B*, – Vol. 82, – 2010. – P. 184534.
329. Sacépé B., Dubouchet T., Chapelier C., Sanquer M., Ovadia M., Shahar D., Feigel'man M., Ioffe L. Localization of preformed Cooper pairs in disordered superconductors // *Nature Physics*, – Vol. 7, – 2011. – pp. 239–244.
330. Sacepe B., Chapelier C., Baturina T.I., Vinokur V.M., Baklanov M.R., Sanquer M. Pseudogap in a thin film of a conventional superconductor // *Nature Communications*, – Vol. 1, – 2010. – P. 140.

331. Wallraff A., Schuster D.I., Blais A., Frunzio L., Majer J., Devoret M.H., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. Approaching unit visibility for control of a superconducting qubit with dispersive readout // *Physical Review Letters*, – Vol. 95, – 2005. – P. 060501.
332. Gol'Tsman G.N., Okunev O., Chulkova G., Lipatov A., Semenov A., Smirnov K., Voronov B., Dzardanov A., Williams C., Sobolewski R. Picosecond superconducting single-photon optical detector // *Applied Physics Letters*, – Vol. 79, – 2001. – pp. 705–707.
333. Divochiy A., Marsili F., Bitauld D., Gaggero A., Leoni R., Mattioli F., Korneev A., Seleznev V., Kaurova N., Minaeva O., others. Superconducting nanowire photon-number-resolving detector at telecommunication wavelengths // *Nature Photonics*, – Vol. 2, – 2008. – pp. 302–306.
334. Hadfield R.H. Single-photon detectors for optical quantum information applications // *Nature Photonics*, – Vol. 3, – 2009. – pp. 696–705.
335. Gol'Tsman G.N., Smirnov K., Kouminov P., Voronov B., Kaurova N., Drakinsky V., Zhang J., Verevkin A., Sobolewski R. Fabrication of nanostructured superconducting single-photon detectors // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, – Vol. 13, – 2003. – pp. 192–195.
336. Korneev A., Korneeva Y., Florya I., Voronov B., Goltsman G. Spectral sensitivity of narrow strip NbN superconducting single-photon detector // *Photon Counting Applications, Quantum Optics, and Quantum Information Transfer and Processing III*. 2011. Vol. 8072. pp. 80–88.
337. Chockalingam S.P., Chand M., Kamlapure A., Jesudasan J., Mishra A., Tripathi V., Raychaudhuri P. Tunneling studies in a homogeneously disordered s-wave superconductor: NbN // *Physical Review B*, – Vol. 79, – 2009. – P. 094509.
338. Noat Y., Cren T., Brun C., Debontridder F., Cherkez V., Ilin K., Siegel M., Semenov A., Hübers H.W., Roditchev D. Break-up of long-range coherence due to

phase fluctuations in ultrathin superconducting NbN films // arXiv preprint arXiv:1205.3408, – 2012.

339. Sacépé B., Chapelier C., Baturina T.I., Vinokur V.M., Baklanov M.R., Sanquer M. Disorder-induced inhomogeneities of the superconducting state close to the superconductor-insulator transition // *Physical Review Letters*, – Vol. 101, – 2008. – P. 157006.
340. Altshuler B.L. Fluctuations in the extrinsic conductivity of disordered conductors // *JETP letters*, – Vol. 41, – 1985. – pp. 648–651.
341. Bell M., Sergeev A., Mitin V., Bird J., Verevkin A., Gol'tsman G. One-dimensional resistive states in quasi-two-dimensional superconductors: Experiment and theory // *Physical Review B*, – Vol. 76, – 2007. – P. 094521.
342. Ioffe L.B., Mézard M. Disorder-driven quantum phase transitions in superconductors and magnets // *Physical Review Letters*, – Vol. 105, – 2010. – P. 037001.
343. Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Korneev A.A. Quantum detection by current carrying superconducting film // *Physica C: Superconductivity*, – Vol. 351, – 2001. – pp. 349–356.
344. Manucharyan V.E., Masluk N.A., Kamal A., Koch J., Glazman L.I., Devoret M.H. Evidence for coherent quantum phase slips across a Josephson junction array // *Physical Review B*, – Vol. 85, – 2012. – P. 024521.
345. Pop I.M., Douçot B., Ioffe L., Protopopov I., Lecocq F., Matei I., Buisson O., Guichard W. Experimental demonstration of Aharonov-Casher interference in a Josephson junction circuit // *Physical Review B*, – Vol. 85, – 2012. – P. 094503.
346. Chu S.L., Bollinger A.T., Bezryadin A. Phase slips in superconducting films with constrictions // *Physical Review B*, – Vol. 70, – 2004. – P. 214506.
347. Peltonen J.T., Astafiev O.V., Korneeva Y.P., Voronov B.M., Korneev A.A., Charaev I.M., Semenov A.V., Golt'Sman G.N., Ioffe L.B., Klapwijk T.M., others.

- Coherent flux tunneling through NbN nanowires // *Physical Review B*, – Vol. 88, – 2013. – P. 220506.
348. Fujita J., Ohnishi Y., Ochiai Y., Matsui S. Ultrahigh resolution of calixarene negative resist in electron beam lithography // *Applied Physics Letters*, – Vol. 68, – 1996. – pp. 1297–1299.
349. Narihiro M., Arai K., Ishida M., Ochiai Y., Natsuka Y. 10-nm-scale pattern delineation using calixarene electron beam resist for complementary metal oxide semiconductor gate etching // *Japanese Journal of Applied Physics*, – Vol. 44, – 2005. – P. 5581.
350. McCumber D.E., Halperin B.I. Time scale of intrinsic resistive fluctuations in thin superconducting wires // *Physical Review B*, – Vol. 1, – 1970. – P. 1054.
351. Martinis J.M., Devoret M.H., Clarke J. Experimental tests for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom: The phase difference across a Josephson junction // *Physical Review B*, – Vol. 35, – 1987. – P. 4682.
352. Jaklevic R.C., Lambe J., Silver A.H., Mercereau J.E. Quantum interference effects in Josephson tunneling // *Physical Review Letters*, – Vol. 12, – 1964. – P. 159.
353. Shapiro S. Josephson currents in superconducting tunneling: The effect of microwaves and other observations // *Physical Review Letters*, – Vol. 11, – 1963. – P. 80.
354. Kohlmann J., Behr R., Funck T. Josephson voltage standards // *Measurement Science and Technology*, – Vol. 14, – 2003. – P. 1216.
355. Gallop J.C. SQUIDs, the Josephson effects and superconducting electronics. CRC Press, 1991.
356. Ergül A., Lidmar J., Johansson J., Azizoğlu Y., Schaeffer D., Haviland D.B. Localizing quantum phase slips in one-dimensional Josephson junction chains // *New Journal of Physics*, – Vol. 15, – 2013. – P. 095014.
357. Webster C.H., Fenton J.C., Hongisto T.T., Giblin S.P., Zorin A.B., Warburton P.A. NbSi nanowire quantum phase-slip circuits: dc supercurrent blockade, microwave

- measurements, and thermal analysis // *Physical Review B*, – Vol. 87, – 2013. – P. 144510.
358. Aharonov Y., Bohm D. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory // *Physical Review*, – Vol. 115, – 1959. – P. 485.
359. Aharonov Y., Casher A. Topological quantum effects for neutral particles // *Physical Review Letters*, – Vol. 53, – 1984. – P. 319.
360. Elion W.J., Wachtors J.J., Sohn L.L., Mooij J.E. Observation of the Aharonov-Casher effect for vortices in Josephson-junction arrays // *Physical Review Letters*, – Vol. 71, – 1993. – P. 2311.
361. Cimmino A., Opat G.I., Klein A.G., Kaiser H., Werner S.A., Arif M., Clothier R. Observation of the topological Aharonov-Casher phase shift by neutron interferometry // *Physical Review Letters*, – Vol. 63, – 1989. – P. 380.
362. Sangster K., Hinds E.A., Barnett S.M., Riis E. Measurement of the Aharonov-Casher phase in an atomic system // *Physical Review Letters*, – Vol. 71, – 1993. – P. 3641.
363. König M., Tschetschetkin A., Hankiewicz E.M., Sinova J., Hock V., Daumer V., Schäfer M., Becker C.R., Buhmann H., Molenkamp L.W. Direct observation of the Aharonov-Casher phase // *Physical Review Letters*, – Vol. 96, – 2006. – P. 076804.
364. Bell M.T., Zhang W., Ioffe L.B., Gershenson M.E. Spectroscopic evidence of the aharonov-casher effect in a cooper pair box // *Physical Review Letters*, – Vol. 116, – 2016. – P. 107002.
365. Born D., Shnyrkov V.I., Krech W., Wagner T., Il'ichev E., Grajcar M., Hübner U., Meyer H.G. Reading out the state inductively and microwave spectroscopy of an interferometer-type charge qubit // *Physical Review B*, – Vol. 70, – 2004. – P. 180501.
366. Masluk N.A., Pop I.M., Kamal A., Mineev Z.K., Devoret M.H. Microwave characterization of Josephson junction arrays: Implementing a low loss superinductance // *Physical Review Letters*, – Vol. 109, – 2012. – P. 137002.

367. Kerman A.J. Flux–charge duality and topological quantum phase fluctuations in quasi-one-dimensional superconductors // *New Journal of Physics*, – Vol. 15, – 2013. – P. 105017.
368. Guichard W., Hekking F.W.J. Phase-charge duality in Josephson junction circuits: Role of inertia and effect of microwave irradiation // *Physical Review B*, – Vol. 81, – 2010. – P. 064508.
369. Friedman J.R., Averin D.V. Aharonov-casher-effect suppression of macroscopic tunneling of magnetic flux // *Physical Review Letters*, – Vol. 88, – 2002. – P. 050403.
370. Weißl T., Rastelli G., Matei I., Pop I.M., Buisson O., Hekking F.W.J., Guichard W. Bloch band dynamics of a Josephson junction in an inductive environment // *Physical Review B*, – Vol. 91, – 2015. – P. 014507.
371. Cedergren K., Ackroyd R., Kafanov S., Vogt N., Shnirman A., Duty T. Insulating Josephson junction chains as pinned Luttinger liquids // *Physical Review Letters*, – Vol. 119, – 2017. – P. 167701.
372. Ziegler M., Fritzsche L., Day J., Linzen S., Anders S., Toussaint J., Meyer H.G. Superconducting niobium nitride thin films deposited by metal organic plasma-enhanced atomic layer deposition // *Superconductor Science and Technology*, – Vol. 26, – 2012. – P. 025008.
373. Ziegler M., Linzen S., Goerke S., Brückner U., Plentz J., Dellith J., Himmerlich A., Himmerlich M., Hübner U., Krischok S., others. Effects of plasma parameter on morphological and electrical properties of superconducting Nb-N deposited by MO-PEALD // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, – Vol. 27, – 2017. – pp. 1–7.
374. Lehtinen J.S., Zakharov K., Arutyunov K.Y. Coulomb blockade and Bloch oscillations in superconducting Ti nanowires // *Physical Review Letters*, – Vol. 109, – 2012. – P. 187001.

375. Kafanov S., Chtchelkatchev N.M. Single flux transistor: The controllable interplay of coherent quantum phase slip and flux quantization // *Journal of Applied Physics*, – Vol. 114, – 2013. – P. 073907.
376. Zhao H., Li T.F., Liu J.S., Chen W. Charge-related SQUID and tunable phase-slip flux qubit // *Chinese Physics Letters*, – Vol. 31, – 2014. – P. 030303.
377. Eiles T.M., Martinis J.M., Devoret M.H. Even-odd asymmetry of a superconductor revealed by the Coulomb blockade of Andreev reflection // *Physical Review Letters*, – Vol. 70, – 1993. – P. 1862.
378. Hekking F.W.J., Glazman L.I., Matveev K.A., Shekhter R.I. Coulomb blockade of two-electron tunneling // *Physical Review Letters*, – Vol. 70, – 1993. – P. 4138.
379. Sun L., DiCarlo L., Reed M.D., Catelani G., Bishop L.S., Schuster D.I., Johnson B.R., Yang G.A., Frunzio L., Glazman L., others. Measurements of quasiparticle tunneling dynamics in a band-gap-engineered transmon qubit // *Physical Review Letters*, – Vol. 108, – 2012. – P. 230509.
380. Vora H., Kautz R.L., Nam S.W., Aumentado J. Modeling Bloch oscillations in nanoscale Josephson junctions // *Physical Review B*, – Vol. 96, – 2017. – P. 054505.
381. Altshuler B.L., Lee P.A., Webb W.R. *Mesoscopic phenomena in solids*. Elsevier, 2012.
382. Pekola J.P., Saira O.P., Maisi V.F., Kempainen A., Möttönen M., Pashkin Y.A., Averin D.V. Single-electron current sources: Toward a refined definition of the ampere // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 85, – 2013. – P. 1421.
383. Shaikhaidarov R.S., Kim K.H., Dunstan J.W., Antonov I.V., Linzen S., Ziegler M., Golubev D.S., Antonov V.N., Il'ichev E.V., Astafiev O.V. Quantized current steps due to the ac coherent quantum phase-slip effect // *Nature*, – Vol. 608, – 2022. – pp. 45–49.
384. Zener C. Non-adiabatic crossing of energy levels // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, – Vol. 137, – 1932. – pp. 696–702.

385. Schön G., Zaikin A.D. Quantum coherent effects, phase transitions, and the dissipative dynamics of ultra small tunnel junctions // *Physics Reports*, – Vol. 198, – 1990. – pp. 237–412.
386. Kuzmin L.S., Haviland D.B. Observation of the Bloch oscillations in an ultrasmall Josephson junction // *Physical Review Letters*, – Vol. 67, – 1991. – P. 2890.
387. Kuzmin L., Pashkin Y., Zorin A., Claeson T. Linewidth of Bloch oscillations in small Josephson junctions // *Physica B: Condensed Matter*, – Vol. 203, – 1994. – pp. 376–380.
388. Landau L.D. On the theory of energy transmission in collisions. I // *Phys. Zs. Sowjet*, – Vol. 1, – 1932. – P. 88.
389. Zaitsev A.V. Quasiclassical equations of the theory of superconductivity for contiguous metals and the properties of constricted microcontacts // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, – Vol. 86, – 1984. – pp. 1742–1758.
390. Abay S., Persson D., Nilsson H., Wu F., Xu H.Q., Fogelström M., Shumeiko V., Delsing P. Charge transport in InAs nanowire Josephson junctions // *Physical Review B*, – Vol. 89, – 2014. – P. 214508.
391. De Graaf S.E., Shaikhaidarov R., Lindström T., Tzalenchuk A.Y., Astafiev O.V. Charge control of blockade of Cooper pair tunneling in highly disordered TiN nanowires in an inductive environment // *Physical Review B*, – Vol. 99, – 2019. – P. 205115.
392. Glück M., Kolovsky A.R., Korsch H.J. Wannier–Stark resonances in optical and semiconductor superlattices // *Physics Reports*, – Vol. 366, – 2002. – pp. 103–182.
393. Barone A., Paterno G. *Physics and applications of the Josephson effect*. Vol 1. Wiley Online Library, 1982.
394. Averin D.V., Nazarov Y.V., Odintsov A.A. Incoherent tunneling of the Cooper pairs and magnetic flux quanta in ultrasmall Josephson junctions // *Physica B Condensed Matter*, – Vol. 165, – 1990. – pp. 945–946.

395. Tien P.K., Gordon J.P. Multiphoton process observed in the interaction of microwave fields with the tunneling between superconductor films // *Physical Review*, – Vol. 129, – 1963. – P. 647.
396. Roychowdhury A., Dreyer M., Anderson J.R., Lobb C.J., Wellstood F.C. Microwave photon-assisted incoherent Cooper-pair tunneling in a Josephson STM // *Physical Review Applied*, – Vol. 4, – 2015. – P. 034011.
397. Kot P., Drost R., Uhl M., Ankerhold J., Cuevas J.C., Ast C.R. Microwave-assisted tunneling and interference effects in superconducting junctions under fast driving signals // *Physical Review B*, – Vol. 101, – 2020. – P. 134507.
398. Giazotto F., Heikkilä T.T., Luukanen A., Savin A.M., Pekola J.P. Opportunities for mesoscopics in thermometry and refrigeration: Physics and applications // *Reviews of Modern Physics*, – Vol. 78, – 2006. – P. 217.
399. Giblin S.P., Mykkänen E., Kemppinen A., Immonen P., Manninen A., Jenei M., Möttönen M., Yamahata G., Fujiwara A., Kataoka M. Realisation of a quantum current standard at liquid helium temperature with sub-ppm reproducibility // *Metrologia*, – Vol. 57, – 2020. – P. 025013.