

Разработка сверхпроводящих кубитов в России

И.С.Беседин, Г.П.Федоров, А.Ю.Дмитриев, В.В.Рязанов

Представлены результаты двухлетних исследований в рамках первого российского проекта по сверхпроводящим кубитам, выполняемого при поддержке Фонда перспективных исследований, Госкорпорации «Росатом» и Министерства науки и высшего образования РФ. Главным итогом исследований является демонстрация однокубитных квантовых вентиляционных операций с использованием нескольких типов сверхпроводящих кубитов с временем когерентности более 1 мкс. Проект развивает это прорывное научно-техническое направление в России фактически «с нуля». Отработана технология изготовления сверхпроводящих туннельных контактов субмикронных размеров и различных когерентных квантовых структур (кубитов) на их основе, продемонстрированы приготовление и контроль квантовых состояний для таких кубитов, квантовая томография приготовленных состояний, а также выполнение и контроль точности однокубитных квантовых вентиляционных операций.

Ключевые слова: квантовые вычисления, джозефсоновские контакты, сверхпроводящие кубиты, однокубитные квантовые вентиляционные операции.

1. Введение

Целью трехлетнего проекта Фонда перспективных исследований «Развитие квантовых технологий вычислений на основе сверхпроводящих цепей и структур» являются реализация универсального набора квантовых вентиляционных операций (гейтов), демонстрация возможности на этой основе быстрого решения задач перебора и оптимизации, а также изготовление многокубитных систем (квантовых симуляторов) для моделирования задач материаловедения, связанных с моделями Изинга для магнитных материалов и моделями Хаббарда для сильно коррелированных электронных систем. В проекте под руководством государственного заказчика работ ВНИИА им. Н.Л.Духова (Росатом) объединены фактически все российские научные группы, имеющие опыт реализации и исследования сверхпроводящих квантовых когерентных структур (сверхпроводящих кубитов): недавно созданные лаборатории А.Устинова и О.Астафьева в НИТУ «МИСиС» и МФТИ, группа Е.Ильичева в Новосибирском государственном техническом университете, лаборатории ИФТТ РАН и Российского квантового центра (РКЦ) в Черноголовке (под руководством В.Рязанова и А.Ус-

тинова соответственно). Важное значение для успешной реализации проекта имеет многолетний опыт А.Устинова, О.Астафьева и Е.Ильичева в исследовании сверхпроводящих кубитов в зарубежных лабораториях, а также участие в проекте теоретической группы ВНИИА им. Н.Л.Духова под руководством В.Погосова и коллектива Технологического центра «Функциональные микро/наносистемы» под руководством И.Родионова, созданного ВНИИА им. Н.Л.Духова совместно с МГТУ им. Н.Э.Баумана.

2. Технология сверхпроводящих структур и типы сверхпроводящих кубитов

Разработка основ необходимой для реализации кубитов технологии джозефсоновских сверхпроводящих структур, микроволновых сверхпроводящих линий и высокочастотных копланарных резонаторов выполняется в технологических зонах МФТИ, РКЦ/ИФТТ и МИСиС с последующей передачей технологии для воспроизводимого тиражирования в Технологический центр ВНИИА/МГТУ. Основными элементами сверхпроводящих квантово-когерентных структур (кубитов) являются джозефсоновские туннельные (SIS – сверхпроводник, изолятор, сверхпроводник) контакты $Al-AIO_x-Al$ субмикронных размеров (рис.1).

Сверхпроводящие туннельные контакты изготавливаются методом «теневого» напыления [1] через двухслойные маски из электронных резистов, приготовленные с помощью электронной литографии. Для создания туннельного барьера нужной толщины нижний алюминиевый S-слой SIS-контакта контролируемо окисляется непосредственно в камере высоковакуумной установки. Нами была отработана технология туннельных SIS-контактов с латеральными размерами 100–500 нм, критическими токами I_c в интервале 10 нА–1 мкА и плотностями критических токов в диапазоне 0.1–3 кА/см². Достигнута воспроизводимость указанных параметров с

И.С.Беседин. Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 4
Г.П.Федоров. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9; Российский квантовый центр, Россия, 143025 Москва, Сколково, ул. Новая, 100А
А.Ю.Дмитриев. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9
В.В.Рязанов. Российский квантовый центр, Россия, 143025 Москва, Сколково, ул. Новая, 100А; Институт физики твердого тела РАН, Россия, Московская обл., 141432 Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, 2; ВНИИА им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, ул. Сушцевская, 22; e-mail: ryzanov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 31 июля 2018 г.

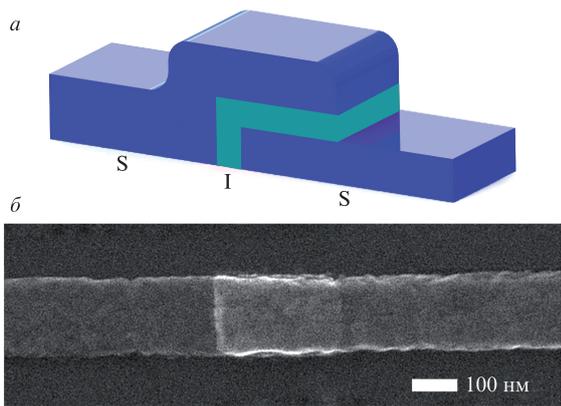


Рис.1. Схематическое изображение (а) и микрофотография (б) джозефсоновского туннельного контакта Al–AlO_x–Al.

разбросом не более 10%. Критический ток I_c – это максимальный сверхпроводящий (бездиссипативный) ток, способный протекать через туннельный барьер SIS-контакта. Величина сверхпроводящего тока $I_s = I_c \sin \phi$ через джозефсоновский туннельный SIS-контакт характеризуется также разностью фаз ϕ сверхпроводящих волновых функций на S-обкладках SIS-структуры, показанной на рис.1.

Была разработана также технология изготовления высокочастотных тонкопленочных сверхпроводящих структур, необходимых для реализации схем сверхпроводящих кубитов: сверхпроводящих копланарных микроволновых линий и резонаторов (из Nb и Al), конденсаторов, эйрбриджей (навесных мостиков) и др. Добротность воспроизводимо изготавливаемых копланарных резонаторов (с частотами в диапазоне 5–10 ГГц) в настоящее время превышает 40 000.

Сверхпроводящий кубит [2] характеризуется двумя энергиями, определяющими его гамильтониан: джозефсоновской энергией связи $E_J = I_c \Phi_0 / 2\pi$, которая пропорциональна критическому сверхпроводящему току I_c туннельного контакта (Φ_0 – квант магнитного потока), и энергией электрической «перезарядки» $E_C = (2e)^2 / (2C_J)$ туннельной SIS-структуры (рис.1) с емкостью C_J при переходе сверхпроводящей электронной (куперовской) пары с зарядом $2e$ с одной сверхпроводящей S-обкладки туннельного контакта на другую. Зарядовая (Q) и магнитная (ϕ) степени свободы кубита – канонически сопряженные переменные, подчиняющиеся соотношению неопределенности $\Delta Q \Delta \phi \geq e$. Если энергия E_C сравнима с джозефсоновской энергией E_J или превышает ее, именно заряд Q

является хорошо определенной квантово-механической переменной, и кубит, работающий в этом пределе, называется зарядовым. Зарядовый кубит, реализованный впервые в 1999 г. [3], сильно подвержен «зарядовым шумам» – основным источникам декогерентности, значительно уменьшающим время когерентности сверхпроводящего кубита [4, 5]. Поэтому на начальном этапе развития этого направления предпочтение отдавалось фазовым [6] и потоковым [7] кубитам, в которых $E_J \gg E_C$ и хорошо определенной квантово-механической переменной является разность фаз ϕ или магнитный поток Φ в кубите.

Идеальным с точки зрения сочетания преимуществ зарядового, фазового и потокового кубитов оказался трансмон [8] – зарядовый кубит, шунтируемый большой внешней емкостью. Как и в случае зарядового кубита, трансмон имеет относительно малый размер джозефсоновского контакта (примерно 100×100 нм). Шунтирование собственной емкости контакта осуществляется с помощью копланарных структур, расположенных на поверхности подложки. В качестве диэлектрика в копланарных структурах выступают сама подложка и вакуум над чипом. В отличие от аморфного туннельного барьера, состоящего из неупорядоченного AlO_x, хорошие монокристаллические материалы подложки, такие как высокоомный кремний или сапфир, имеют практически нулевые диэлектрические потери. Таким образом, время релаксации энергии в трансмоне существенно больше, чем в зарядовых кубитах, и сопоставимо с временами жизни фотона в копланарных резонаторах.

С другой стороны, шунтирование такого кубита большой внешней емкостью, приводящее к существенному уменьшению энергии перезарядки E_C , делает его довольно слабовосприимчивым к зарядовым шумам, что обычно свойственно фазовым и потоковым кубитам с $E_J \gg E_C$. Проиллюстрируем это утверждение, обратившись к рис.2 (см. также [8]). На рис.2,а, соответствующем «истинно зарядовому» случаю с $E_J/E_C = 1$, зависимости энергий состояний кубита E_i (i – номер уровня энергии) от напряжения на затворе, пропорционального индуцированному нормированному заряду n_g , образуют параболы. Каждая парабола отвечает зарядовому состоянию, в котором разность числа пар на обкладках конденсатора $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Минимум энергии основного состояния достигается, когда заряд n_g равен n . Из-за туннелирования пар между обкладками параболы с разными n образуют квазипересечения уровней с величиной расщепления, пропорциональной E_J .

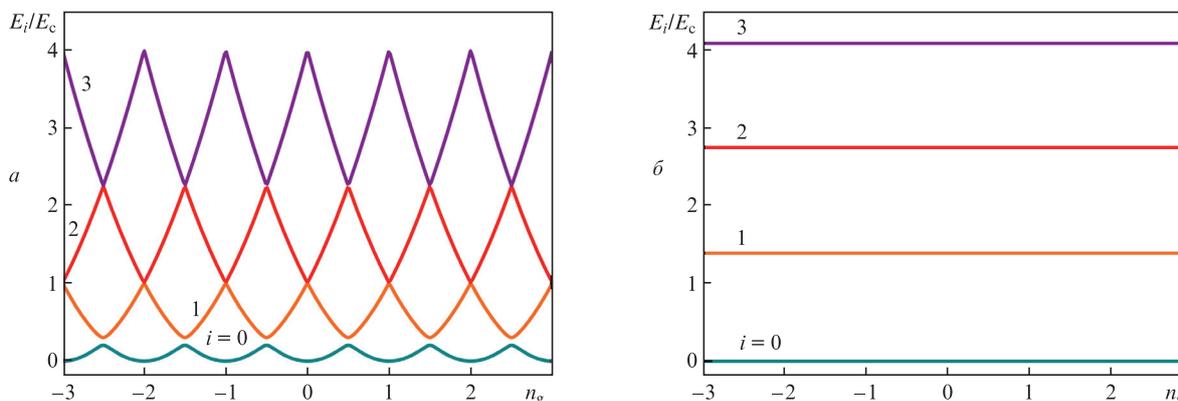


Рис.2. Расчетные спектры зарядового кубита (трансмона) при $E_J/E_C = 1$ (а) и 100 (б) [8]. Цветной вариант рис.2 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Проследим на рис.2 эволюцию энергетических зон при увеличении отношения E_J/E_C . При $E_J/E_C \gg 1$ заряд перестает быть хорошо определенной квантово-механической переменной, и зависимость энергий уровней от напряжения на затворе экспоненциально ослабевает. При $E_J/E_C = 100$ (рис.2,б) разность энергий основного и первого возбужденного состояний изменяется в зависимости от n_g не более чем на 10^{-7} .

Наконец, в трансмоне часто используется не один джозефсоновский контакт, а двухконтактный сверхпроводящий интерферометр (СКВИД). Энергией перехода такого кубита можно управлять с помощью магнитного потока. При этом зависимость энергии в нем от магнитного поля является более плавной, чем аналогичные зависимости для фазовых и потоковых кубитов, перестраиваемых магнитным полем, что уменьшает чувствительность трансмона к шуму магнитного потока.

3. Низкотемпературные микроволновые методики и времена когерентности кубитов

Сверхпроводящие кубиты – тонкопленочные электрические цепи с одним или несколькими джозефсоновскими контактами, имеющие достаточную добротность и частоты квантовых переходов в микроволновом диапазоне (см., напр., обзор [2]). Наличие контрольной линии в схемах кубитов обеспечивает возможность подстройки спектра кубита внешним магнитным полем. Обычно рабочая точка кубита достигается созданием магнитного потока через СКВИД кубита, величина которого близка к половине кванта магнитного потока $\Phi_0/2$ (для потоковых кубитов) или к Φ_0 (для трансмонов). Фактически, сверхпроводящий кубит является «искусственным атомом», реализуемым на подложке. Типичный спектр кубита, полученный участниками проекта на перестраиваемом трансмоне, представлен на рис.3.

Низкие частоты квантовых переходов сверхпроводящих кубитов (6–10 ГГц) требуют использования сверх-

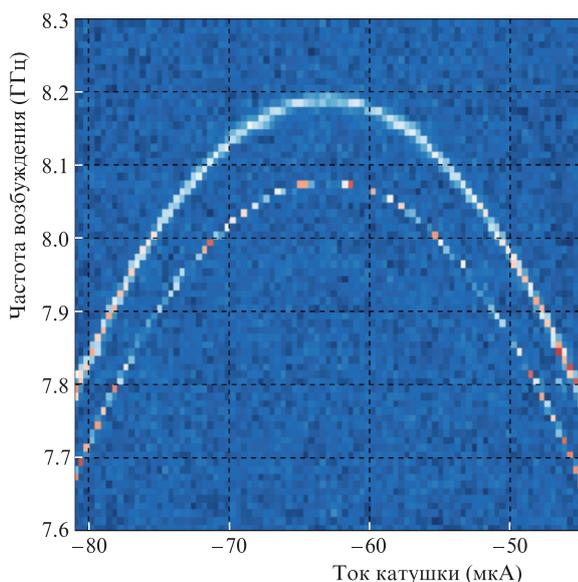


Рис.3. Спектр сверхпроводящего кубита: переход между основным ($|0\rangle$) и первым возбужденным ($|1\rangle$) состояниями (верхняя кривая), а также двухфотонный переход $|0\rangle-|2\rangle$ (нижняя кривая) в зависимости от тока через катушку, создающую магнитное поле, приложенное к СКВИДу кубита.

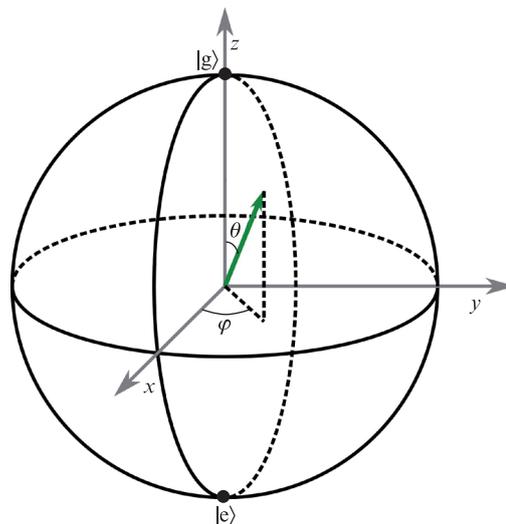


Рис.4. Состояние кубита на сфере Блоха.

низких температур (ниже 50 мК) и развития низкотемпературных микроволновых методов. Для манипуляций и контроля состояний кубитов требуются также импульсные СВЧ методики. Первой из таких методик является измерение осцилляций Раби, которые связаны с переходами между основным ($|0\rangle$, или $|g\rangle$) и возбужденным ($|1\rangle$, или $|e\rangle$) состояниями кубита под действием приложенного микроволнового сигнала. В общем случае состояние кубита (квантовой двухуровневой системы) является суперпозицией состояний $|g\rangle$ и $|e\rangle$: $\Psi = \alpha|g\rangle + \beta|e\rangle$. Его удобно представлять в виде стрелки на сфере Блоха – сфере с единичным радиусом и координатными углами θ и φ (рис.4).

При приложении микроволнового сигнала на частоте перехода кубита «стрелка состояния» кубита периодически перемещается между базисными состояниями $|g\rangle$ и $|e\rangle$ и, в зависимости от длительности возбуждающего импульса Δt , оказывается в различных точках сферы Блоха. Осцилляции Раби используются для калибровки длительности возбуждающих импульсов, прежде всего π -импульса, переводящего кубит из основного в возбужденное состояние, и $\pi/2$ -импульса, переводящего кубит в плоскость xu сферы Блоха. Для измерения состояния кубита используется дисперсионный сдвиг частоты резонатора, связанного с кубитом, который зависит от состояния кубита [9].

Важнейшей проблемой при реализации сверхпроводящих кубитов (искусственных атомов на подложке) является увеличение времени когерентности кубита. Для начала работ с двухкубитными и многокубитными системами, запланированных нами на конец 2018 г., было необходимо достичь на первом этапе времен когерентности, превышающих 1 мкс. Были проведены исследования двухостровковых «объемных» трансмонов (рис.5,а, справа), а также «планарных» потоковых кубитов (не показаны на рис.5) и, наконец, наиболее часто используемых в настоящее время «планарных» трансмонов, так называемых кубитов-иксмонов [10] (рис.5,а, в центре).

В случае двухостровкового (объемного) трансмона, который представляет собой джозефсоновский SIS-контакт, шунтированный емкостью в виде двух тонкопленочных площадок, расположенных на подложке по разные стороны от SIS-контакта, измерения осуществлялись с использованием объемного микроволнового резонатора, в который помещался кубит-трансмон. Квантовые состояния кубитов двух других типов (планарных кубитов)

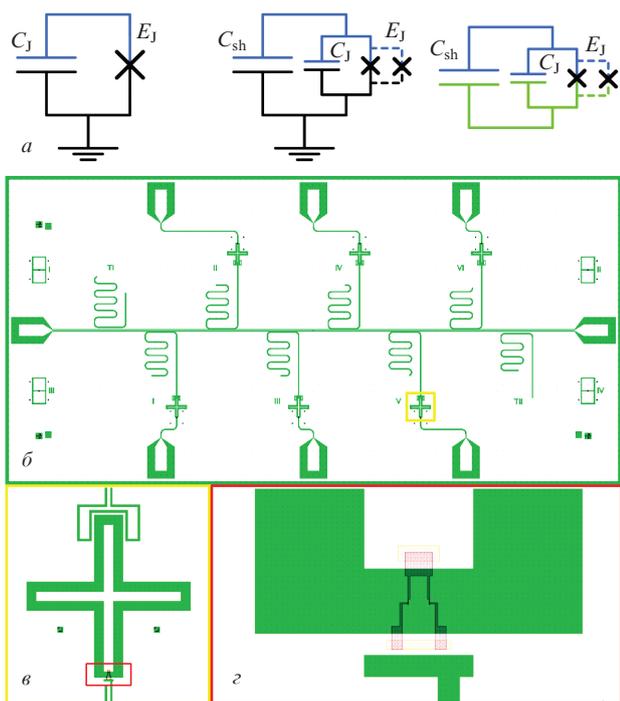


Рис.5. Эквивалентные схемы кубитов (слева направо): зарядовый кубит, кубит-иксмон и двухстрочковый трансмон (а), пример топологии планарного образца (б), шунтирующий конденсатор кубита-иксмона с емкостью C_{sh} (в), а также микроволновая линия для управления частотой кубита и СКВИД иксмона (г). Цветной вариант рис.5 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

считывались с помощью их подключения на подложке к копланарным резонаторам. Структура с шестью резонаторами, связанными с кубитами и подключенными к одной микроволновой копланарной передающей линии, показана на рис.5.б. Ключевыми параметрами при измерениях являлись времена энергетической релаксации T_1 и времена фазовой релаксации T_2^* . На рис.6 представлен протокол измерения и пример результата измерения времени энергетической релаксации T_1 для кубита-иксмона.

Средние значения времен когерентности, полученные в ходе экспериментов с различными типами кубитов, представлены в табл.1. Оценочный характер приведенных данных связан с тем, что измерения проводились для конкретных значений частоты кубитов.

Использование шунтирующей емкости и объемного резонатора в случае объемного трансмона позволило существенно отвести электромагнитное поле от основных источников декогеренции – двухуровневых зарядовых дефектов-флуктуаторов, расположенных в аморфных оксидных слоях на подложке вблизи кубита, и благодаря этому значительно увеличить время когерентности T_1 .

Для измерения второго времени когерентности, времени фазовой релаксации T_2^* , к кубиту прикладываются $\pi/2$ -импульс, который переводит состояние кубита в пло-

Табл.1.

Тип кубита	T_1 (мкс)	T_2^* (мкс)
Потоковый кубит	~1.5	~1.5
Иксмон	~2	~2.5
Объемный трансмон	~3.6	~5

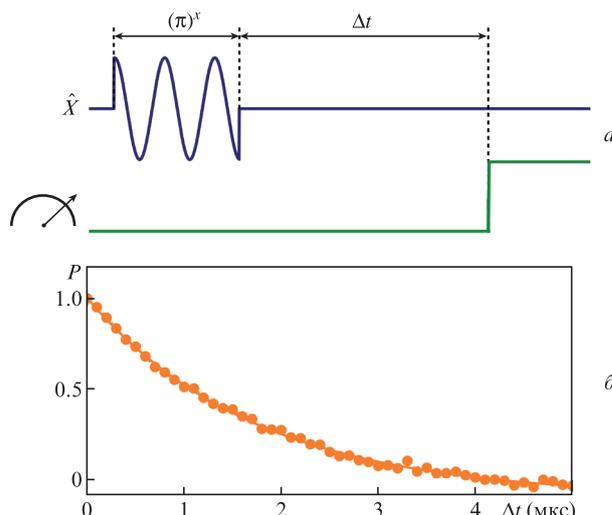


Рис.6. Протокол измерения (а) и кривая релаксации возбужденного состояния кубита-иксмона к основному состоянию с характерным временем затухания $T_1 = 1.74 \pm 0.04$ мкс (б). Обозначение $(\pi)^x$ соответствует вращению вектора состояния кубита на угол π вокруг оси x . Верхний сигнал (\hat{X}) – микроволновый сигнал на частоте кубита (канал управления), нижний – микроволновый сигнал на частоте резонатора (канал считывания); P – населенность возбужденного состояния.

скость χ_u сферы Блоха, и через время Δt еще один $\pi/2$ -импульс (рис.7.а), что необходимо, т.к. измерению подлежит только z -компонента состояния на сфере Блоха. При небольшой разности $\Delta\omega$ несущей частоты импульса и частоты кубита зависимость населенности возбужденного состояния P от Δt представляет собой биения Рамзи [11], показанные для кубита-иксмона на рис.7.б. Наибольшее время T_2^* продемонстрировал объемный трансмон, что связано, по-видимому, с отсутствием в его структуре сверхпроводящей петли (СКВИДа), а это приводит к заметному уменьшению влияния магнитных шумов, но вместе с тем существенно усложняет работу с трансмоном (особенно при его использовании в многокубитных системах).

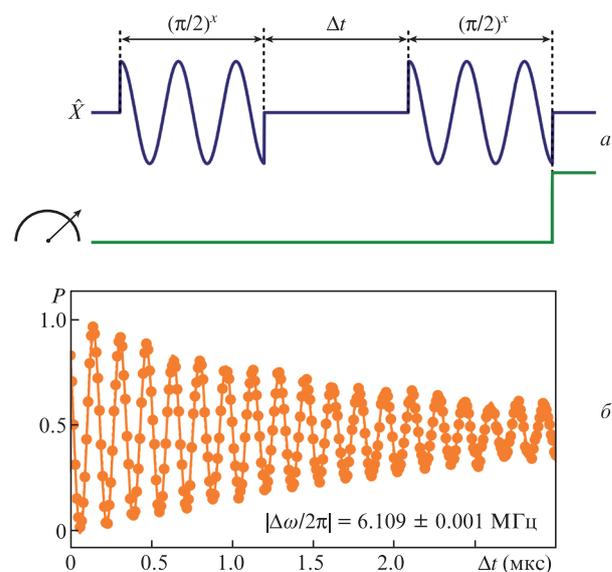


Рис.7. Протокол измерения (а) и кривая фазовой релаксации кубита-иксмона с характерным временем $T_2^* = 2.00 \pm 0.02$ мкс (б). Обозначение $(\pi/2)^x$ соответствует вращению вектора состояния кубита на угол $\pi/2$ вокруг оси x .

Поскольку операции с многокубитными системами на основе объемных трансмонов (в объемном волноводе) представляют определенные трудности, наибольшее внимание было уделено планарным типам кубитов, которые связаны с копланарными резонаторами, расположенными непосредственно на подложке. На рис.5,б приведена топология структуры, содержащей микроволновую линию и шесть кубитов-иксмонов, связанных с резонаторами, каждый из которых представляет собой СКВИД, шунтированный емкостью [10]. Лучшие времена когерентности, полученные для кубитов-иксмонов, немного превышали 2 мкс. Относительно малые времена когерентности свидетельствуют о том, что кубит взаимодействует с большим количеством зарядовых дефектов. При уменьшении количества взаимодействующих с кубитом дефектов для кубитов-иксмонов ведущими мировыми исследовательскими группами наблюдалась резонансная связь лишь с отдельными флукутаторами или с их небольшими кластерами, что обеспечивало улучшение (увеличение) времен когерентности до 20–50 мкс (см., напр., [10]). Однако наблюдаемая нами экспоненциальная релаксация позволяет надеяться, что исследованные планарные структуры приближаются к режиму «разреженной бани» двухуровневых дефектов. Для уменьшения связи между кубитом и флукутаторами требуется дальней-

шая оптимизация геометрии системы и улучшение технологического процесса, уменьшающее аморфные включения на интерфейсах металл–подложка и подложка–вакуум. Оптимизация геометрии системы должна приводить к уменьшению напряженности электрических полей в областях с низким качеством диэлектриков (в интерфейсах). В частности, важным для этого представляется увеличение площади обкладок конденсатора и зазора между ними. Однако увеличение размеров, т.е. расширение области, заполненной электрическим полем, может вызвать связывание кубитов с паразитными электромагнитными резонансами, поэтому их присутствие следует минимизировать за счет качественного инженерного решения для геометрии образцов и их держателей.

4. Приготовление произвольных состояний на сфере Блоха и реализация однокубитных вентиляей

Наряду с требованием высокой когерентности самого кубита, важным для использования кубита в качестве элемента системы квантовой обработки информации является точное управление его состоянием с помощью электромагнитных сигналов. Точность приготовления со-

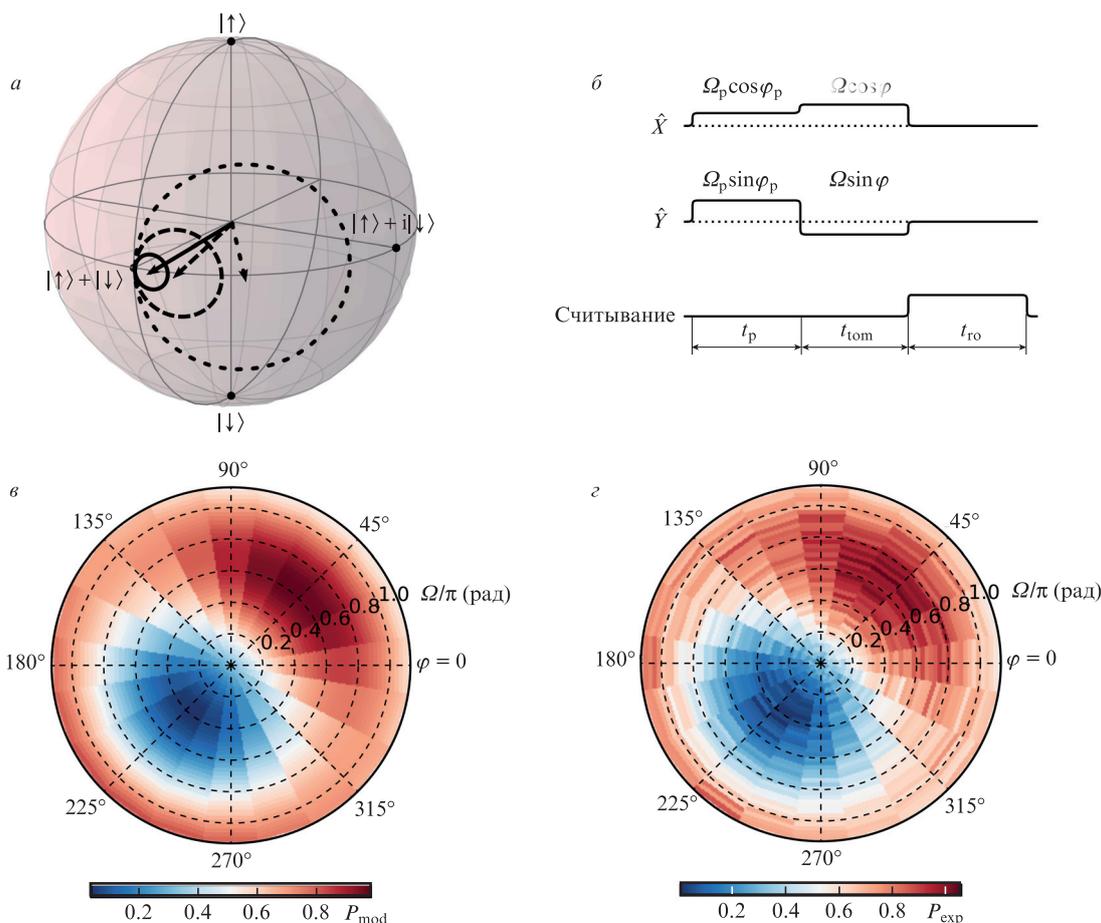


Рис.8. Радиальная томография состояния кубита: движение вектора состояния на сфере Блоха (а), последовательность микроволновых импульсов для приготовления состояния, поворота вектора состояния при радиальной томографии и считывания (б), аппроксимация результата с использованием теоретической модели (в) и экспериментальный результат томографии состояния, полученного последовательным вращения его вектора на $\pi/4$ вокруг оси y и на $\pi/3$ вокруг оси x (г); Ω_p и φ_p – угол вращения приготавливающего импульса и угол между осью x и осью вращения этого импульса соответственно, Ω и φ – те же углы для импульса томографии; \hat{X} и \hat{Y} – квадратуры микроволнового сигнала на частоте кубита; P_{mod} и P_{exp} – населенности возбужденного состояния кубита. Цветной вариант рис.8 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

стояния определяется с использованием квантовой томографии состояний [12]. При радиальной томографии состояний после приготовления состояния с помощью микроволнового импульса осуществляется поворот вектора состояния вокруг различных осей, лежащих в плоскости $xу$. Угол между осью вращения и осью x определим теперь как φ , а угол поворота – как Ω . Последовательность приготавливаемых и считывающих микроволновых сигналов, подаваемых на квантовую систему для томографии состояния, показана на рис.8,б.

На рис.8,з приведена зависимость населенности возбужденного состояния P_{exp} от амплитуды и фазы импульса томографии. Приготавливающий импульс в данном эксперименте соответствовал вращению вектора состояния на угол $\pi/4$ вокруг оси y и затем на угол $\pi/3$ вокруг оси x на сфере Блоха. Результаты были аппроксимированы с использованием теоретической модели, параметрами которой являются элементы матрицы плотности $\hat{\rho}_m$ (рис.8,в). Точность F выполнения вентиляльной операции рассчитывается по формуле

$$F = \langle \psi_t | \hat{\rho}_m | \psi_t \rangle,$$

где ψ_t – волновая функция (теоретическая). В приведенном на рис.8,в примере для выбранного приготавливаемого состояния кубита-иксмона точность выполнения операции приготовления состояния составила 0.977.

Важное значение для квантовой обработки информации имеют квантовые вентиляльные операции (гейты), которые соответствуют вращениям на углы, кратные $\pi/2$, вокруг трех перпендикулярных осей (x , y и z) сферы Блоха. Эти вращения образуют группу Клиффорда, которая состоит всего из 24 элементов. Точность выполнения вентиляльных операций для кубитов-трансмонов в объемном резонаторе была измерена методом рандомизированного тестирования [13]. Данный метод позволяет прецизионно измерять точность выполнения вентиляльных операций при наличии ошибок инициализации и считывания кубита. Все вентиляльные операции из группы Клиффорда C_i были выполнены с помощью последовательностей, содержащих до четырех импульсов, которые отвечают вращениям R_x и R_y вокруг осей x и y на углы $\pi/2$. На кубит, находящийся в основном состоянии, подаются микроволновые импульсы, реализующие случайную последовательность вентиляльных операций из группы Клиффорда; в конце каждой последовательности выполняется вентиляльная операция, переводящая кубит обратно в исходное состояние, и проводится считывание. Результат измерения состояния кубита-трансмона в объемном резонаторе в зависимости от числа вентиляльных операций из группы Клиффорда, показан на рис.9.

Из полученной зависимости точности выполнения вентиляльных операций от их числа найдена точность приготовления состояния кубита в расчете на одну вентиляльную операцию, которая составила 0.995 ± 0.003 . Низкая (0.69) точность (рис.9) в отсутствие вентиляльных операций связана с ошибками инициализации и считывания состояния кубита.

Как указывалось выше, реализации двухкубитных систем (двухкубитных вентиляльных операций) и многокубитных «спиновых» цепочек посвящен второй этап проекта (2018 г.).

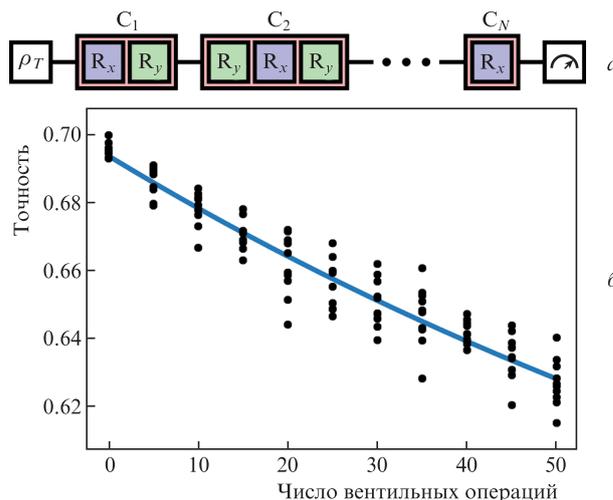


Рис.9. Пример случайной последовательности вентиляльных операций (а) и результат измерения точности выполнения вентиляльных операций (б). Сплошная линия – аппроксимация; ρ_T – исходное состояние кубита.

Успешному выполнению задач проекта способствовала слаженная работа всех организаций, являющихся соисполнителями проекта и указанных во Введении. Помимо научных лидеров проекта (к их числу также нужно добавить И.Храпача, В.Чичкова и О.Вяселева) необходимо особо отметить молодых исследователей из МФТИ, НИТУ «МИСиС» и ИФТТ РАН, а также исполнителей технологических работ, выполненных в МГТУ, МИСиС и МФТИ под руководством И.Родионова, В.Чичкова и А.Болгара, без которых получение представленных выше результатов было бы невозможно.

Работа выполнена при совместной финансовой поддержке Фонда перспективных исследований, Госкорпорации «Росатом» и Министерства науки и высшего образования РФ.

1. Dolan G.J. *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 337 (1977).
2. Clarke J., Wilhelm F.K. *Nature*, **453**, 1031 (2008).
3. Nakamura Y., Pashkin Y.A., Tsai J.S. *Nature*, **398**, 786 (1999).
4. Martinis J.M., Cooper K.B., McDermott R., Steffen M., Ansmann M., Osborn K.D., Cicak K., Seongshik Oh, Pappas D.P., Simmonds R.W., Clare C.Yu. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 210503 (2005).
5. Lisenfeld J., Bilmes A., Matityahu S., Zanker S., Marthaler M., Schechter M., Schön G., Shnirman A., Weiss G., Ustinov A.V. *Sci. Rep.*, **6**, 23786 (2016).
6. Martinis J.M., Nam S., Aumentado J., Urbina C. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 117901 (2002).
7. Van der Wal C.H., ter Haar A.C., Wilhelm F.K., Schouten R.N., Harmans C.J., Orlando T.P., et al. *Science*, **290**, 773 (2000).
8. Koch J., Yu T.M., Gambetta J., Houck A.A., Schuster D.I., Majer J., Blais A., Devoret M.H., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. *Phys. Rev. A*, **76**, 042319 (2007).
9. Schuster D.I., Wallraff A., Blais A., Frunzio L., Huang R.-S., Majer J., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 123602 (2005).
10. Barends R., Kelly J., Megrant A., Sank D., Jeffrey E., Chen Y., Yin Y., Chiaro B., Mutus J., Neill C., O'Malley P., Roushan P., Wenner J., White T.C., Cleland A.N., Martinis J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 080502 (2013).
11. Ramsey N.F. *Phys. Rev. A*, **78**, 695 (1950).
12. Smithey D.T., Beck M., Raymer M.G., Faridani A. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1244 (1993).
13. Knill E., Leibfried D., Reichle R., Britton J., Blakestad R.B., Jost J.D., Langer C., Ozeri R., Seidelin S., Wineland D.J. *Phys. Rev. A*, **77**, 012307 (2013).