

Планарная архитектура для исследования кубита-флюксониума¹⁾

И. Н. Москаленко^{a,2)}, И. С. Беседин^a, И. А. Цицилин^{a,b}, Г. С. Мажорин^b, Н. Н. Абрамов^a, А. Григорьев^a,
И. А. Родионов^{c,d}, А. А. Доброносова^{c,d}, Д. О. Москалев^c, А. А. Пищимова^{c,d}, А. В. Устинов^{a,e,f}

^aНациональный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

^bНациональный исследовательский университет “Московский физико-технический институт”, 141701 Долгопрудный, Россия

^cНациональный исследовательский университет “МГТУ им. Н. Э. Баумана”, 105005 Москва, Россия

^dФедеральное государственное унитарное предприятие
“Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова”, 127055 Москва, Россия

^ePhysikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology, 76131 Karlsruhe, Germany

^fРоссийский квантовый центр, 143025 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 сентября 2019 г.

После переработки 18 сентября 2019 г.

Принята к публикации 24 сентября 2019 г.

Проведены экспериментальные исследования спектральных и временных характеристик кубита-флюксониума, связанного с копланарным резонатором на чипе. Интегральная электрическая схема данной системы изготовлена в планарной архитектуре, при этом сам кубит-флюксониум состоит из туннельного джозефсоновского перехода маленькой площади, шунтированного большой индуктивностью, роль которой выполняет массив джозефсоновских переходов большей площади. Для анализа экспериментальных данных предложена расширенная модель кубита-флюксониума, емкостно связанного с резонатором, структура энергетических уровней получена путем полной диагонализации гамильтониана системы. Численные предсказания модели позволяют интерпретировать результаты двухтоновой спектроскопии, полученные при различных значениях внешнего магнитного потока в широком диапазоне частот.

DOI: 10.1134/S0370274X19200104

В последнее десятилетие исследования квантовых свойств элементарных сверхпроводниковых квантовых цепей вызывают большой интерес научных групп многих стран [1–3]. Прогресс в этой области связан с появлением новых типов кубитов [4, 5], совершенствованием методов изготовления [6–10], увеличением размера системы [2–11] и когерентности кубитов [2, 12]. Основным преимуществом использования сверхпроводниковых кубитов является относительно простой процесс изготовления с использованием стандартных методов электронно-лучевого напыления и нанолитографии, широко используемых при производстве полупроводниковой электроники. В основе работы сверхпроводниковых кубитов лежит эффект Джозефсона. В работах [12, 13] приведено краткое описание основных типов сверхпроводниковых кубитов, в частности, транс-

монов и флюксониумов, времена когерентности которых достигают десятков и сотен микросекунд.

В настоящей работе представлены результаты расчета, изготовления и экспериментального исследования характеристик кубита-флюксониума, емкостно связанного с копланарным резонатором. Проводится сравнение экспериментальных результатов и результатов численного моделирования спектральных характеристик системы при различных значениях внешнего магнитного потока.

Кубит-флюксониум состоит из джозефсоновского контакта с зарядовой энергией E_C одного порядка с джозефсоновской энергией E_J , шунтированного “супериндуктивностью” L [12]. “Супериндуктивность” защищает контакт от низкочастотного зарядового шума [14]. Сложность реализации “супериндуктивности” связана с паразитной емкостью, которая возникает из-за конечных геометрических размеров индуктивного элемента. Эта емкость, во-первых, приводит к возникновению паразитных резонансных мод в этом элементе, и, во-вторых, дополнительно шунтирует джозефсоновский контакт кубита.

¹⁾См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала.

²⁾e-mail: in.moskalenko@misis.ru

Для преодоления этой трудности могут использоваться нанопровода из неупорядоченных сверхпроводников, таких как NbTiN [15] или гранулированный алюминий [16], обладающие высокой кинетической индуктивностью. В данной работе в качестве “супериндуктивности” используется джозефсоновская индуктивность последовательной цепочки больших ($E_J \gg E_C$) джозефсоновских переходов Al-AlOx-Al [17, 18].

Для реализации дисперсионного считывания состояния кубита в исследованной системе использован четвертьволновой копланарный резонатор, слабо емкостно связанный с кубитом и пятидесятиомной микроволновой линией. Эквивалентная электрическая схема этой системы приведена на рис. 1а. Эффективная емкость и индуктивность фундаментальной моды резонатора обозначены как C_R и L_R , соответственно, а взаимные емкости с кубитом и микроволновой линией – C_C и C_Q , соответственно.

Джозефсоновская индуктивность и емкость маленького контакта кубита обозначены как L_J и C_J , индуктивность цепочки джозефсоновских контактов – как L . Для описания полной системы кубит-резонатор использован метод квантования цепей [19]. Полный гамильтониан системы имеет вид:

$$\hat{H}_{FR} = \hbar\omega_R \hat{a}_1^+ \hat{a}_1 + \frac{E_C}{2} \hat{n}_2^2 + E_J (1 - \cos(\hat{\phi}_2)) + \frac{E_L}{2} \left(\hat{\phi}_2 - \frac{\Phi_{ex}}{\Phi_0} \right)^2 + \hbar g \hat{n}_2 (\hat{a}_1 + \hat{a}_1^+), \quad (1)$$

где \hat{a}_1^+ и \hat{a}_1 – операторы рождения и уничтожения фотонов в резонаторе, $E_C \approx \frac{8e^2}{(C_J + C_C)}$, $E_J = \frac{(\Phi_0/2\pi)^2}{L_J}$, $E_L = \frac{(\Phi_0/2\pi)^2}{L}$; Φ_0 – квант магнитного потока; Φ_{ex} – внешний магнитный поток в контуре; $g \approx \frac{C_C \omega_R}{(C_J + C_C)} \sqrt{\frac{4}{\pi}} Z_0$ – константа связи флюксониума и резонатора; Z_0 – характеристический импеданс резонатора. Внешний вид экспериментального образца и увеличенное изображение флюксониума, полученное в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ), приведены на рис. 1б. Значения характерных энергий, заложенные при разработке системы: $E_C = 18.9$ ГГц; $E_L = 0.50$ ГГц; $E_J = 9.9$ ГГц. Число больших переходов в цепочке “супериндуктивности” – $N = 70$.

Исследуемые образцы изготовлены на подложке высокоомного кремния (> 10000 Ом·см) методом теплового напыления в сверхвысоком вакууме. Процедура изготовления образцов описана в дополнительных материалах.

Для того, чтобы провести характеризацию флюксониума, первоначально требуется определить частоту

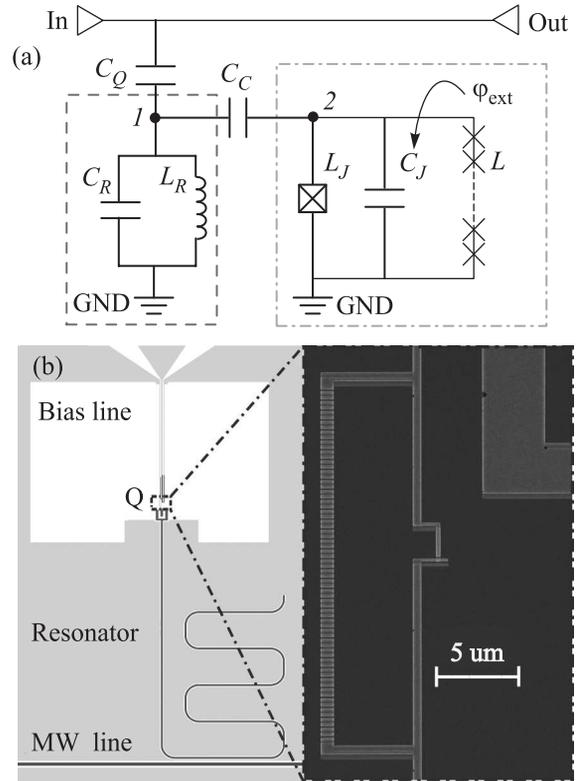


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Эквивалентная схема кубита флюксониума, емкостно связанного с копланарным резонатором. (б) – Послойная геометрия экспериментального образца с увеличенным СЭМ изображением флюксониума и цепочки из 70 джозефсоновских переходов

ту связанного с ним резонатора как функцию внешнего магнитного потока. Для этого проводится стандартная однотоновая спектроскопия образца: при помощи векторного анализатора цепей (ВАЦ) при малой мощности тестирующего сигнала производится автоматическое сканирование по частоте и величине силы тока, прикладываемого от источника постоянного тока к потоковой линии (Bias line на рис. 1б) кубита.

На рисунке 2 представлен однотоновый спектр образца, получена картина квазипересечений основных переходов флюксониума с частотой фундаментальной моды резонатора. По вертикальной оси отложена частота первого тона, по горизонтальной оси – внешний магнитный поток, в квантах потока. Картина является периодической по полю. Частота резонатора $\omega_R/2\pi = 7.42$ ГГц получена в ходе численного моделирования системы с учетом результатов двухтоновой спектроскопии (представлены ниже). Наложение результатов моделирования на однотоновый спектр позволило идентифицировать на-

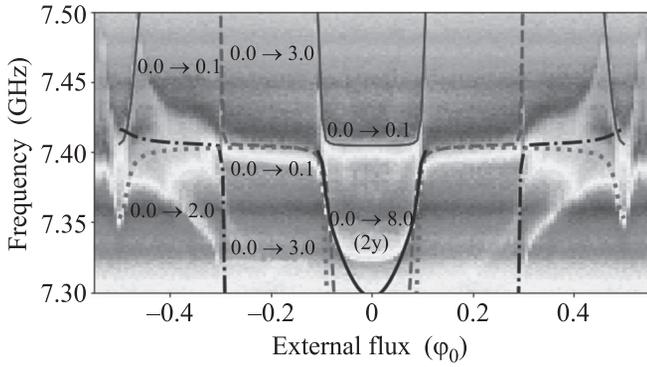


Рис. 2. (Цветной онлайн) Однотоновая спектроскопия системы флюксониум-резонатор

блюдаемые переходы системы кубит-резонатор. Подписи на рис. 2 указывают переходы между уровнями флюксониума (первая цифра) и резонатора (вторая цифра).

Основные результаты проведенных измерений – это данные двухтоновой спектроскопии кубита-флюксониума, полученные при разных значениях внешнего магнитного потока. На рисунке 3 приведен двухтоновый спектр, полученный при

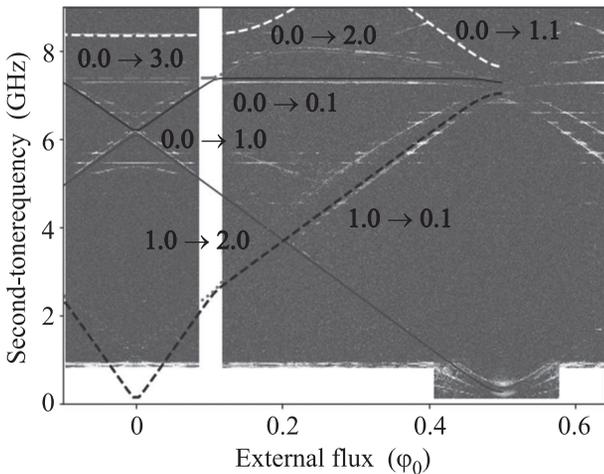


Рис. 3. (Цветной онлайн) Двухтоновая спектроскопия системы флюксониум-резонатор при малой мощности сигнала второго тона

малой мощности второго (возбуждающего) тона. По вертикальной оси отложена частота второго тона, по горизонтальной оси – внешний магнитный поток, выраженный в единицах квантов потока.

Для получения реальных значений параметров цепи было произведено сравнение экспериментальных данных с теоретическими зависимостями энергий основных переходов системы кубит-резонатор от

внешнего магнитного потока, полученными в ходе численной диагонализации гамильтониана.

На рисунке 3 видны переходы системы кубит-резонатор: подписи на рисунке указывают переходы между уровнями флюксониума (первая цифра) и резонатора (вторая цифра). Для исследуемой системы основными параметрами являются характерные энергии, используемые в теоретической модели. При значении параметров $E_L/h = 0.346$ ГГц, $E_J/h = 7.05$ ГГц, $E_C/h = 2.09$ ГГц, $\omega_R/2\pi = 7.42$ ГГц и силе связи кубита с резонатором $g/2\pi = 200$ МГц наблюдается отличное совпадение с экспериментальными данными.

Увеличение мощности второго тона позволяет получить более богатую картину возможных переходов в системе флюксониум-резонатор (рис. 4). На рисунке 4 также представлено сравнение с результатами численного моделирования, в котором также наблюдается хорошее согласие между теорией и экспериментом.

Потенциальная энергия и структура энергетических уровней флюксониума для двух значений внешнего магнитного потока $\Phi_{ex} = 0$ и $\Phi_{ex} = \Phi_0/2$ приведены на рис. 5а и б. При этих значениях внешнего магнитного потока производная частоты перехода флюксониума по внешнему потоку равна нулю, что уменьшает его чувствительность к потоковому шуму. Эти две точки являются наиболее интересными для использования флюксониума в качестве квантового носителя информации.

В области $\Phi_{ex} = \Phi_0/2$ нижние энергетические уровни лежат в двух вырожденных потенциальных ямах. Более точное сканирование при разных мощностях первого и второго тона перехода кубита не позволило определить частоту перехода в этой области, что, возможно, связано с сильным тепловым возбуждением кубита и близким расположением частот переходов $|1, 1\rangle - |3, 0\rangle$ и $|2, 0\rangle - |0, 1\rangle$.

Дальнейшие импульсные измерения проводились на частоте основного перехода флюксониума при нулевом значении внешнего магнитного потока $\omega_{01}/\pi = 6.090$ ГГц. Калибровка длительности микроволнового π -импульса, переводящего кубит из основного $|0\rangle$ в первое возбужденное $|1\rangle$ состояние, проводилась по осцилляциям Раби и составила величину $T_\pi = 11$ нс для выбранной мощности возбуждающего импульса.

Исследование когерентных характеристик основного перехода флюксониума проводилось при помощи трех стандартных методик: релаксации кубита после его возбуждения π -импульсом, биений Рамзея и спинового эха. Схемы измерений приведены на рис. 6а.

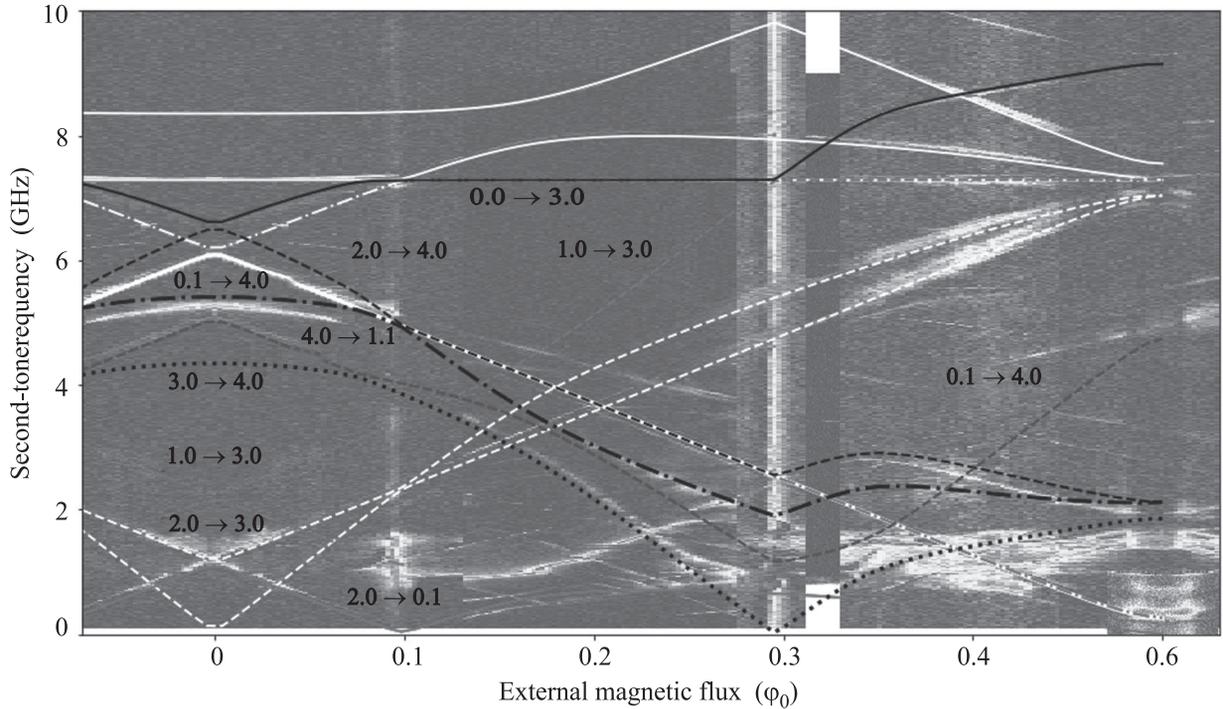


Рис. 4. (Цветной онлайн) Двухтоновый спектр системы флюксониум-резонатор при большой мощности сигнала второго тона. Белым цветом обозначены переходы, совпадающие с переходами на рис. 3

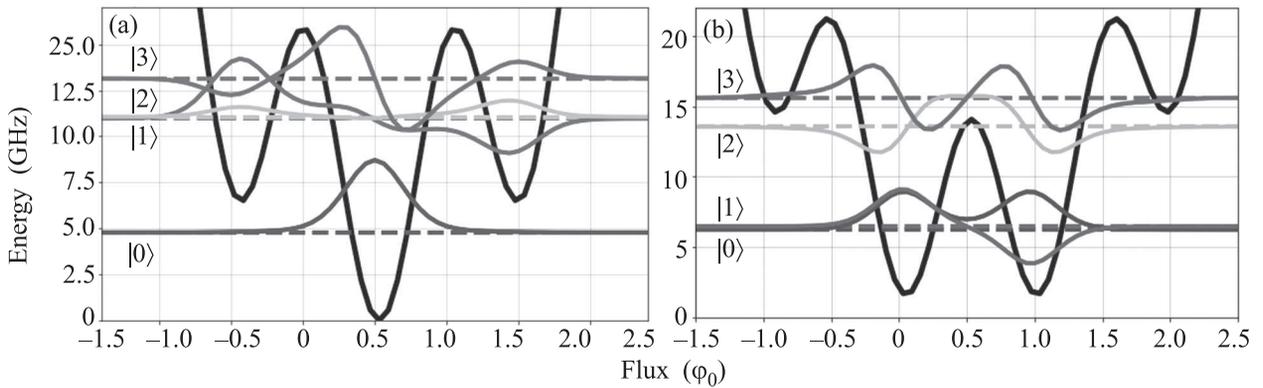


Рис. 5. (Цветной онлайн) Потенциальная энергия и стационарные состояния флюксониума для значений внешнего магнитного потока $\Phi_{ex} = 0$ (a) и $\Phi_{ex} = \Phi_0/2$ (b)

Для определения времени жизни кубита формируется последовательность микроволновых импульсов, которая состоит из возбуждающего π -импульса и считывающего импульса на частоте резонатора. Производится сканирование по времени задержки между возбуждающим и считывающим импульсом. Результат представлен на рис. 6b. Время жизни кубита определяется показателем экспоненты и для исследуемого образца составляет $T_1 = 2.75$ мкс.

Для определения времени когерентности кубита по затуханию осцилляций Рамзи подаются два микроволновых $\pi/2$ -импульса, и сразу после

второго возбуждающего импульса – считывающий импульс на частоте резонатора. Сканирование производится по времени задержки между двумя возбуждающими импульсами. Результат проведения измерений приведен на рис. 6с. Полученное значение времени когерентности $T_2^* = 42.9$ нс. Для наблюдения спинового эха в последовательность импульсов для наблюдения биений Рамзи добавляется промежуточный π -импульс. Результат проведения измерений приведен на рис. 5d. Полученное значение времени когерентности $T_2 = 520$ нс.

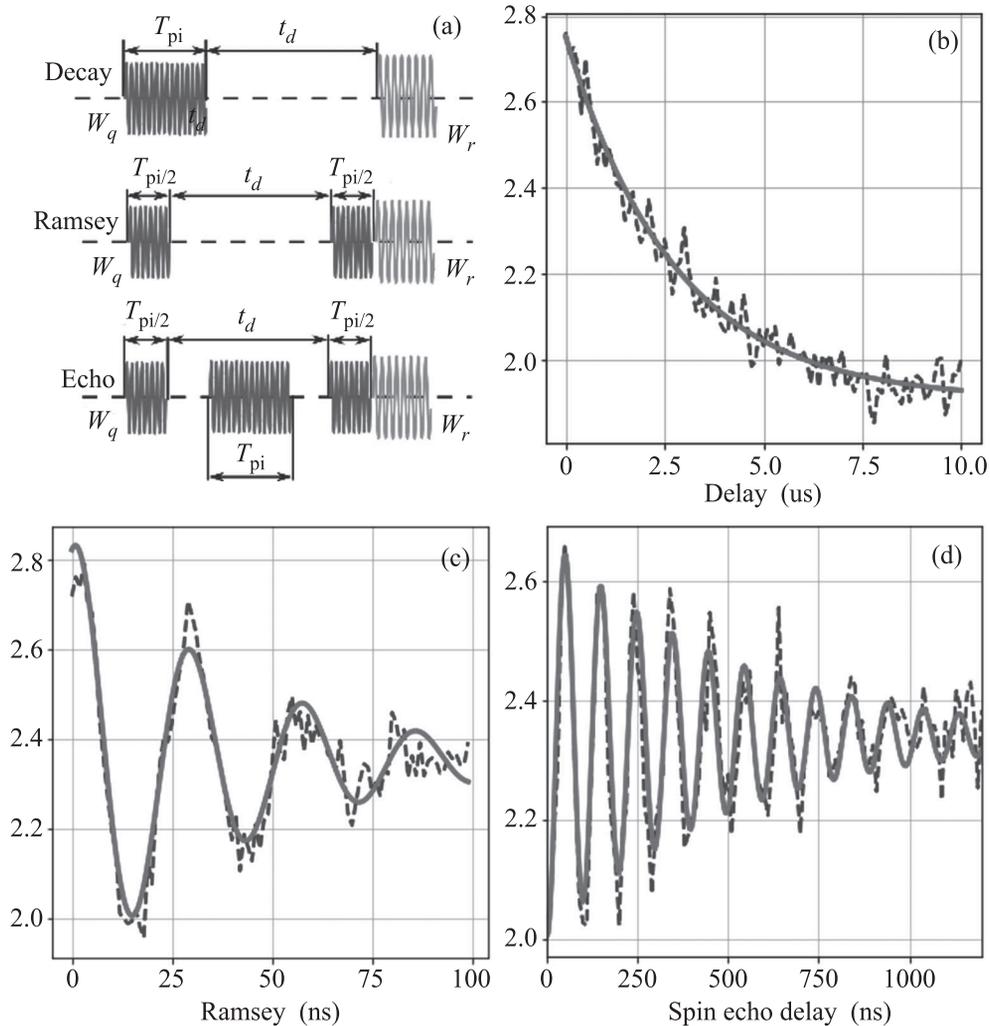


Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Последовательности импульсов. (b) – Эволюция флюксониума после возбуждения π -импульсом. (c) – Эволюция флюксониума между двумя $\pi/2$ -импульсом (Осцилляции Рамзи). (d) – Эволюция флюксониума между двумя $\pi/2$ -импульсами с промежуточным π -импульсом (спиновое эхо)

В данной работе была разработана геометрия кубита-флюксониума для планарной архитектуры. Предложена и исследована модель, описывающая связанную систему флюксониум–резонатор. Проведены экспериментальные исследования его спектральных и временных характеристик. На основании полученных двухтоновых спектров, описывающих зависимость характерных энергий переходов от величины приложенного внешнего магнитного потока, а также значений времени релаксации и времен когерентности, планируется разработка новой послыонной геометрии “тяжелого” кубита-флюксониума [20] путем увеличения емкости, шунтирующей туннельный джозефсоновский переход, и индуктивности. Технология, используемая для изготовления описанных в работе образцов, будет полезна при разработке других типов кубитов, включая $0-\pi$ кубит [21].

Работы по созданию теоретической модели для описания кубита-флюксониума, связанного с копланарным резонатором, а также разработке послыонной геометрии и изготовлению экспериментальных образцов флюксониумов были выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда # 19-42-04137.

Экспериментальные работы по исследованию спектральных и временных характеристик кубитов-флюксониумов были выполнены при финансовой поддержке гранта # K2A-2018-048.

Образцы были изготовлены в технологическом центре МГТУ им. Н.Э.Баумана (Функциональные микро/наносистемы, НОЦ “ФМН”, ID 74300).

1. D. DiVincenzo, *Quantum Information Processing*, Forschungszentrum, Jülich (2013), p. A4.

2. Y. Wang, Y. Li, Z. Yin, and B. Zeng, *Quantum Information* **4**, 1 (2018).
3. <https://www.rigetti.com/news/publications>.
4. W. D. Oliver and P. B. Welander, *MRS Bulletin* **38**(10), 816 (2013).
5. Z. L. Xiang, S. Ashhab, J. Q. You, and F. Nori, *Rev. Mod. Phys.* **85**(2), 623 (2013).
6. A. M. Zagoskin, *Quantum engineering: theory and design of quantum coherent structures*, Cambridge University Press, Cambridge (2011).
7. C. Müller, J. H. Cole, and J. Lisenfeld, *Rep. Prog. Phys.* (2019), to be published.
8. A. Dunsworth, A. Megrant, C. Quintana et al. (Collaboration), *Appl. Phys. Lett.* **111**(2), 022601 (2017).
9. C. M. Quintana, A. Megrant, Z. Chen et al. (Collaboration), *Appl. Phys. Lett.* **105**(6), 062601 (2014).
10. I. A. Rodionov, A. S. Baburin, A. R. Gabidullin, S. S. Maklakov, S. Peters, I. A. Ryzhikov, and A. V. Andriyash, *Sci. Rep.* **9**(1), 12232 (2019).
11. <https://www.ibm.com/blogs/research/2017/11/the-future-is-quantum/>.
12. R. Barends, A. Shabani, L. Lamata et al. (Collaboration), *Nature* **534**, 222 (2016).
13. A. Nersisyan, S. Poletto, N. Alidoust, R. Manenti, R. Renzas, C.-V. Bui, K. Vu, T. Whyland, Y. Mohan, E. A. Sete, S. Stanwyck, A. Bestwick, and M. Reagor, arXiv:1901.08042 (2019).
14. V. E. Manucharyan, *Superinductance*, *PhD thesis*, Yale University, New Haven (2012).
15. N. A. Masluk, *Reducing the losses of the fluxonium artificial atom*, *PhD thesis*, Yale University, New Haven (2012).
16. V. E. Manucharyan, J. Koch, L. I. Glazman, and M. H. Devoret, *Science* **326**, 113 (2009).
17. T. M. Hazard, A. Gyenis, A. Di Paolo, A. T. Asfaw, S. A. Lyon, A. Blais, and A. A. Houck, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 010504 (2019).
18. N. Maleeva, L. Grünhaupt, T. Klein, F. Levy-Bertrand, O. Dupré, M. Calvo, F. Valenti, P. Winkel, F. Friedrich, W. Wernsdorfer, A. V. Ustinov, H. Rotzinger, A. Monfardini, M. V. Fistul, and I. M. Pop, *Nat. Commun.* **9**(1), 3889 (2018).
19. V. E. Manucharyan, N. A. Masluk, A. Kamal, J. Koch, L. I. Glazman, and M. H. Devoret, *Phys. Rev. B* **85**(2), 024521 (2012).
20. I. M. Pop, K. Geerlings, G. Catelani, R. J. Schoelkopf, L. I. Glazman, and M. H. Devoret, *Nature* **508**, 369 (2014).
21. U. Vool and M. Devoret, *Int. J. Circ. Theor. Appl.* **45**, 897 (2017).