

05.5

Узкоперестраиваемый кубит-трансмон с оптимизированной формой шунтирующей емкости

© Е.Ю. Егорова^{1–3}, А.С. Казьмина^{1–3}, И.Н. Москаленко²¹ Российский квантовый центр, Москва, Россия² Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“, Москва, Россия³ Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

E-mail: yelena.egorova@phystech.edu

Поступило в Редакцию 18 сентября 2023 г.

В окончательной редакции 10 ноября 2023 г.

Принято к публикации 10 ноября 2023 г.

Предложена оптимизированная топология трансмона для использования в качестве базового элемента в сверхпроводниковом квантовом процессоре. Получена аналитическая формула для уровней энергии трансмона с тремя джозефсоновскими контактами. Показано, что трехконтактный трансмон позволяет получить более узкий диапазон перестройки частоты по сравнению с двухконтактным трансмоном при сопоставимых размерах джозефсоновских контактов в составе структуры, что снижает чувствительность к потоковому шуму. Проведено электромагнитное моделирование распределения электрического поля на технологических поверхностях. Показано, что круглая форма шунтирующей емкости трансмона уменьшает диэлектрические потери на интерфейсах по сравнению с наиболее распространенной крестообразной формой.

Ключевые слова: кубит-трансмон, джозефсоновские переходы, технологические интерфейсы.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.04.57093.19732

Трансмоны [1] — наиболее распространенный тип кубитов в современных сверхпроводниковых схемах. На текущий момент квантовые вычисления, выполнение квантовых алгоритмов и коррекция квантовых ошибок выполняются на многокубитных схемах, состоящих из связанных друг с другом трансмонов [2,3]. За счет шунтирующей емкости в таких кубитах подавлена чувствительность к низкочастотному зарядовому шуму. Также трансмоны обладают более низкой восприимчивостью к потоковому шуму по сравнению с потоковыми кубитами [4]. Помимо этого в трансмонах нет массивов джозефсоновских контактов, требуемых при создании кубитов-флакониумов [5], что делает их относительно более простыми в изготовлении. Трансмоны обладают временами когерентности, достаточными для реализации наборов квантовых вентилей [6], используемых в алгоритмах квантовой обработки информации. Наиболее распространенный вид трансмонов — это перестраиваемый X-мон [7], имеющий крестообразную шунтирующую емкость и два джозефсоновских контакта, образующих сверхпроводящий квантовый интерферометр (СКВИД), что дает возможность перестраивать кубит по частоте.

В настоящее время наиболее существенной причиной ограничения времен когерентности кубитов-трансмонов являются диэлектрические потери, связанные с двухуровневыми дефектами вблизи интерфейсов вакуум–подложка и металл–подложка, а также внутри барьера джозефсоновского контакта [8–11]. При этом в областях с высокой плотностью энергии электрического поля такие дефекты могут быть сильно связаны с

кубитом и достаточно немногочисленны, из-за чего возможно разрешить индивидуальные резонансы кубита с отдельными дефектами [12]. Важным показателем является доля участия интерфейсов, т.е. отношение энергии электрического поля в объеме, который содержит такие дефекты, к полной энергии электрического поля кубита.

Несмотря на широкий диапазон перестройки частоты трансмонов, получение высоких времен когерентности ограничено потоковым шумом. Из-за низкочастотного потокового шума высокие времена когерентности возможны лишь в экстремумах частоты как функции потока в СКВИД, где производная частоты кубита по магнитному полю равна нулю. Таким образом, кубит в первом приближении нечувствителен к потоковому шуму [13].

Таким образом, проектирование топологии кубитов-трансмонов с высокими временами когерентности требует уменьшения долей участия интерфейсов с дефектами. С другой стороны, минимальный размер джозефсоновских контактов ограничен воспроизводимостью технологии их изготовления.

В настоящей работе предложен оптимизированный кубит-трансмон с последовательно соединенными одиночным джозефсоновским контактом и СКВИД [14], а также с круглой формой шунтирующей емкости [15–17]. Топология такого кубита и его эквивалентная электрическая схема приведены на рис. 1. Круглая шунтирующая емкость C_2 (красный цвет) связана с землей (черный цвет) посредством контура из трех джозефсоновских контактов J_1, J_2, J_3 с собственными емкостями $C_{J1,2}$ и

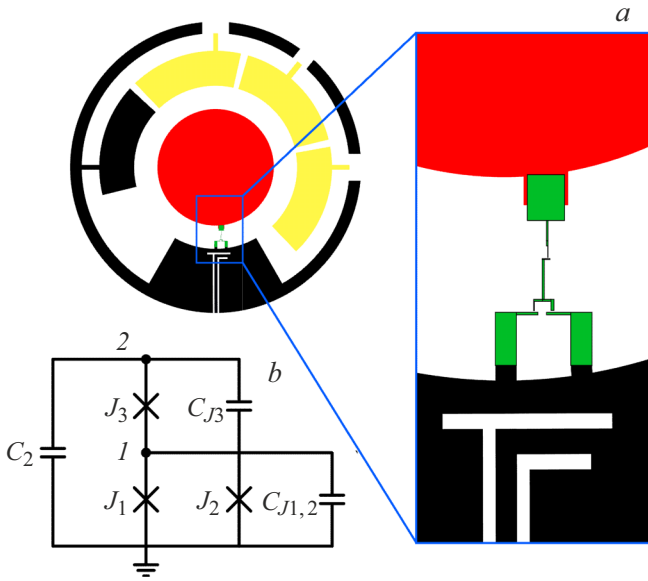


Рис. 1. *a* — топология трансмона с круглой шунтирующей емкостью (красный цвет). На вставке — увеличенное изображение одиночного джозефсоновского перехода, соединенного последовательно со СКВИД (зеленый цвет). На СКВИД подается внешний магнитный поток через индуктивно связанную управляющую линию (черный цвет). Желтым обозначены электроды-арки емкостной связи с другими потенциальными элементами системы. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи. *b* — эквивалентная электрическая схема трехконтактного трансмона. Цифрами обозначены электрические узлы цепи: 1 — узел между одиночным джозефсоновским контактом J_3 с собственной емкостью C_{J3} и СКВИД с джозефсоновскими контактами J_1 и J_2 с суммарной емкостью $C_{J1,2}$, 2 — узел шунтирующей емкости C_2 на землю.

C_{J3} (зеленый цвет). К СКВИД трансмона подходит контролирующая линия для управления кубитом. Желтым цветом обозначены электроды емкостной связи кубита с другими возможными элементами в схеме.

Гамильтониан трехконтактного трансмона выводится из описания классической динамики электромагнитных цепей [18]:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{tr} = & 4E_C \hat{n}^2 + E_{J3}(1 - \cos \hat{\varphi}_2) + E_{J12} \cos(\pi\Phi/\Phi_0) \\ & \times \sqrt{1 + d^2 \tan^2(\pi\Phi/\Phi_0)}(1 - \cos \hat{\varphi}_1), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\hat{\varphi}_2$ — фазовый оператор на джозефсоновском переходе J_3 , $\hat{\varphi}_1$ — фазовый оператор на джозефсоновском переходе J_1 , \hat{n} — оператор числа куперовских пар, канонически сопряженный сумме операторов $\hat{\varphi} = \hat{\varphi}_1 + \hat{\varphi}_2$. Здесь E_C — зарядовая энергия трансмона, $E_{J12} = E_{J1} + E_{J2}$ — суммарная джозефсоновская энергия двух переходов в СКВИД, $d = (E_{J2} - E_{J1})/(E_{J1} + E_{J2})$ — асимметрия СКВИД, Φ — внешний магнитный поток в СКВИД, $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока.

Аналитическая формула для уровней энергии данного трансмона и его ангармонизм могут быть получены

аналогично [1] при помощи разложения косинуса в ряд Тейлора до четвертого порядка ввиду малости φ в режиме $E_C/E_{J3} \ll 1$ [19]:

$$\hat{H}_{tr} = 4E_C \hat{n}^2 + \frac{1}{2} E_{J3} \hat{\varphi}^2 - \frac{1}{24} E_{J3} \hat{\varphi}^4, \quad (2)$$

где $E_{J3} = E_{J3} \tilde{E}_{J12}/(E_{J3} + \tilde{E}_{J12})$ — линейная часть индуктивной энергии, $E_{Jq} = (E_{J3}^4 \tilde{E}_{J12} + E_{J3} \tilde{E}_{J12}^4)/(E_{J3} + \tilde{E}_{J12})^4$ — квадратичная часть. Здесь было введено обозначение $\tilde{E}_{J12} = E_{J12} \cos(\pi\Phi/\Phi_0) \sqrt{1 + d^2 \tan^2(\pi\Phi/\Phi_0)}$ для зависящей от внешнего магнитного потока джозефсоновской энергии СКВИД. При выводе формулы использовалось приближение для последовательного соединения одиночного джозефсоновского перехода и СКВИД, в котором токи джозефсоновских контактов раскладываются в ряд Тейлора до первой степени ввиду малости фаз контактов: $\varphi_1 \tilde{E}_{J12} = \varphi_2 E_{J3}$.

Используя первый порядок теории возмущений для данного гамильтониана, уровни энергий для трехконтактного трансмона можно записать как

$$E_m = \sqrt{8E_C E_{J3}} \left(m + \frac{1}{2} \right) - E_C \frac{E_{Jq}}{12E_{J3}} (6m^2 + 6m + 3), \quad (3)$$

что дает частоту кубита f_{01} и ангармонизм α соответственно

$$f_{01} = \left(\sqrt{8E_C E_{J3}} - E_C \frac{E_{Jq}}{E_{J3}} \right) / h, \quad (4)$$

$$\alpha = E_{12} - E_{01} = -E_C \frac{E_{Jq}}{E_{J3}}. \quad (5)$$

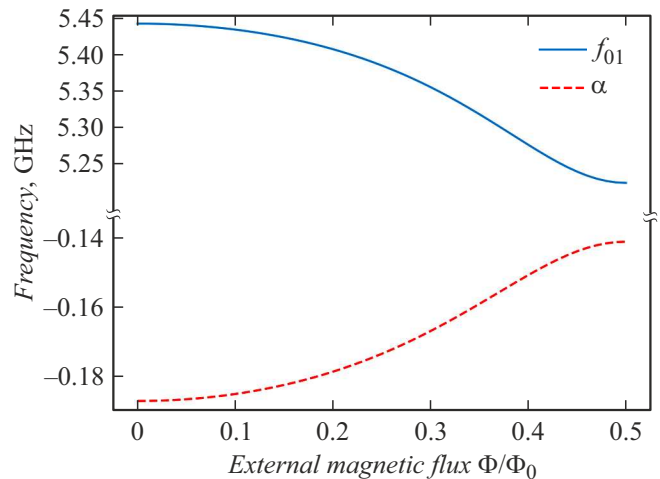


Рис. 2. Частота кубита и ангармонизм в зависимости от магнитного потока в СКВИД, полученные согласно аналитическим формулам (4) и (5) для трехконтактного трансмона.

Таблица 1. Параметры трансмона: джозефсоновские энергии контактов и зарядовая энергия

E_{J1} , GHz	E_{J2} , GHz	E_{J3} , GHz	E_C , MHz
124.2	43.5	17.4	251

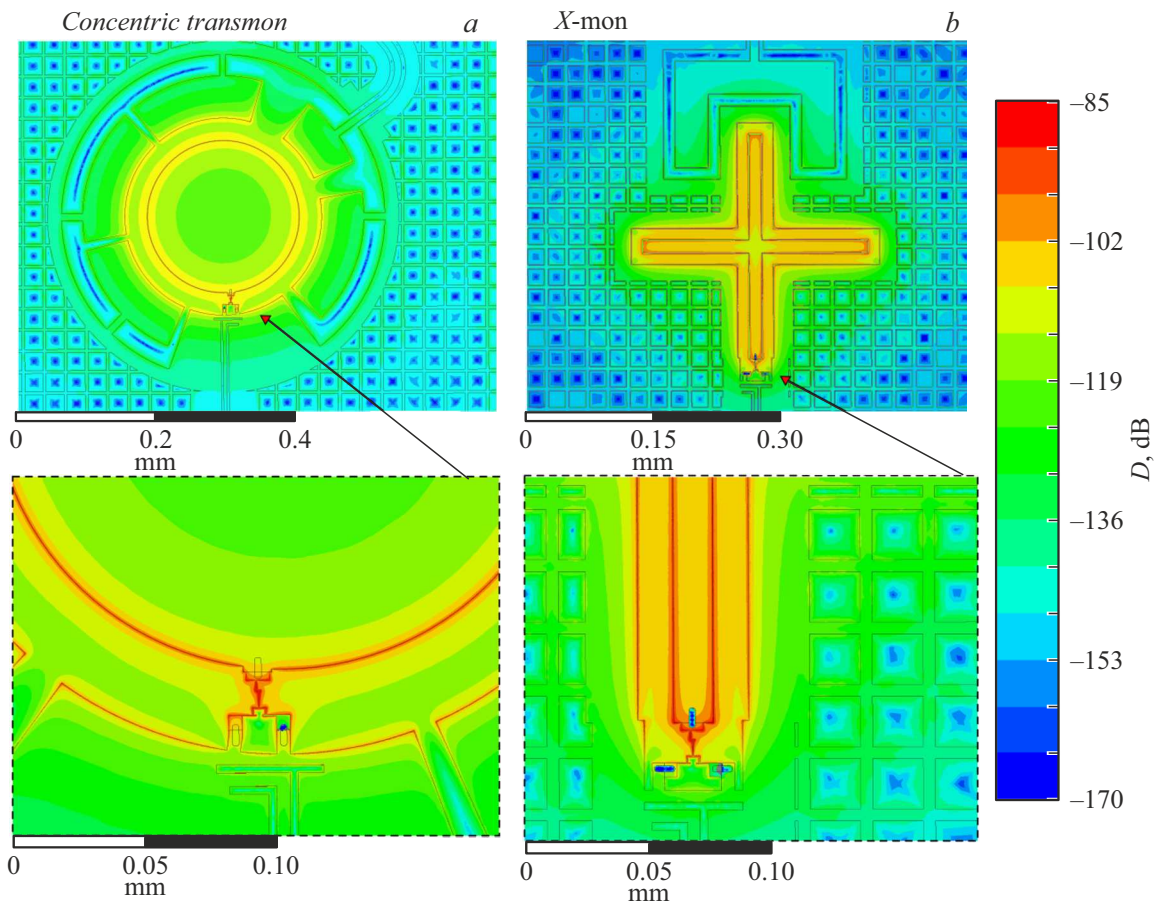


Рис. 3. Моделирование распределения электрического поля при помощи пакета Ansys HFSS в трансмонах с разной формой шунтирующей емкости. *a* — трансмон с круглой емкостью (концентрический трансмон), *b* — трансмон с крестообразной емкостью (X-мон). Внизу показаны увеличенные области с джозефсоновскими переходами. Цветом обозначено значение электрического смещения на поверхности (D) в децибелах. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

На рис. 2 представлены диапазон перестройки частоты кубита и его ангармонизм согласно аналитическим формулам (4) и (5) в зависимости от внешнего магнитного потока в СКВИД. При расчете использовались данные из табл. 1. При достаточном ангармонизме диапазон перестройки частоты трехконтактного трансмона более узкий, чем у двухконтактных [20], что делает его более удобным в многокубитных схемах.

Поскольку диэлектрические потери вносят вклад в обратную добротность кубита [21], которая в свою очередь влияет на скорость релаксации кубита в силу соотношения $\gamma_1 = \omega Q^{-1}$, при помощи пакета Ansys HFSS были выполнены моделирование и расчет доли участия электрического поля в технологических интерфейсах для двух форм шунтирующих емкостей одинаковой величины в трансмоне.

Вклад диэлектрических потерь в добротность кубита описывается соотношением $Q^{-1} = \sum_i p_i \tan \delta_i$, где p_i — доля участия поверхностной энергии электрического поля на i -м технологическом интерфейсе, $\tan \delta_i$ — тангенс угла диэлектрических потерь. Поверхностная энергия электрического поля представляется в виде интеграла

Таблица 2. Интегралы энергии электрического поля по поверхностям в относительных единицах, полученные в пакете Ansys HFSS (моделирование проводилось на трех типах поверхностей: ms-o — металл–подложка в основном слое фотолитографии, ms-e — металл–подложка для слоя электронной литографии, sa — поверхность кремниевой подложки)

Тип кубита	Интерфейс		
	ms-e	ms-o	sa
Концентрический трансмон	3.92	17.2	30.4
X-мон	3.61	46.9	78.9

ла энергии электрического поля по i -й поверхности $\int |E^2| dS_i$.

Первый тип трансмона имеет круглую емкость, второй — крестообразную. Оба кубита включают в себя три джозефсоновских контакта. В моделировании участвуют три типа интерфейсов: металл–подложка в основном слое фотолитографии (ms-o), металл–подложка для

слоя электронной литографии (ms-e) и поверхность кремниевой подложки (sa). Электронная литография предназначена для изготовления джозефсоновских переходов, имеющих размеры меньше $1 \mu\text{m}$. В моделировании не учитывается интерфейс металл–воздух, так как доля участия поля в нем пренебрежимо мала по отношению к интерфейсу металл–подложка [9]. Сверхпроводник моделируется как идеальный проводник, что упрощает расчет, так как вклад кинетической индуктивности не учитывается. Область симуляции ограничена до 1mm перпендикулярно поверхности подложки. Полученное распределение электрического поля показано на рис. 3, *a* и *b* для концентрического трансмона и *X*-мона соответственно. Итоговые доли участия интерфейсов приведены в табл. 2. По сравнению с *X*-моном концентрический трансмон имеет более низкую энергию в подложке (sa) и в фотолитографическом интерфейсе металл–подложка (ms-o).

Помимо минимизации диэлектрических потерь в Ansys HFSS была проведена оценка релаксации концентрического трансмона в контролирующую линию. Для этого было введено граничное условие на потоковой линии в виде согласованной нагрузки (50Ω), а джозефсоновские контакты моделировались как линейризованные эквивалентные сосредоточенные индуктивности. Как и при вычислении доли участия, в данном расчете толщина кремниевой подложки и слоя воздуха над металлом составляют 0.5mm . Результаты моделирования показали, что верхний предел для времени релаксации кубита в точке с наибольшей частотой в данный канал составляет 1.6ms .

Таким образом, предложенная топология трансмона с круглой емкостью имеет ряд преимуществ по сравнению с *X*-моном, а именно узкий диапазон перестройки частоты с достаточным ангармонизмом и более низкие диэлектрические потери на технологических поверхностях.

Благодарности

Авторы выражают благодарность И.С. Беседину и А.В. Устинову за предложенные идеи и полезные обсуждения.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках Дорожной карты развития высокотехнологичной области „Квантовые вычисления“ (договор на выполнение НИОКР № 151/21-503 от 21.12.2021 г.).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Koch, T.M. Yu, J. Gambetta, A.A. Houck, D.I. Schuster, J. Majer, A. Blais, M.H. Devoret, S.M. Girvin, R.J. Schoelkopf, *Phys. Rev. A*, **76** (4), 042319 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevA.76.042319
- [2] F. Arute, K. Arya, R. Babbush, D. Bacon, J.C. Bardin, R. Barends, R. Biswas, S. Boixo, F.G.S.L. Brandao, D.A. Buell, B. Burkett, Y. Chen, Z. Chen, B. Chiaro, R. Collins, W. Courtney, A. Dunsworth, E. Farhi, B. Foxen, A. Fowler, C. Gidney, M. Giustina, R. Graff, K. Guerin, S. Habegger, M.P. Harrigan, M.J. Hartmann, A. Ho, M. Hoffmann, T. Huang, T.S. Humble, S.V. Isakov, E. Jeffrey, Z. Jiang, D. Kafri, K. Kechedzhi, J. Kelly, P.V. Klimov, S. Knysh, A. Korotkov, F. Kostritsa, D. Landhuis, M. Lindmark, E. Lucero, D. Lyakh, S. Mandrá, J.R. McClean, M. McEwen, A. Megrant, X. Mi, K. Michielsen, M. Mohseni, J. Mutus, O. Naaman, M. Neeley, C. Neill, M.Y. Niu, E. Ostby, A. Petukhov, J.C. Platt, C. Quintana, E.G. Rieffel, P. Roushan, N.C. Rubin, D. Sank, K.J. Satzinger, V. Smelyanskiy, K.J. Sung, M.D. Trevithick, A. Vainsencher, B. Villalonga, T. White, Z.J. Yao, P. Yeh, A. Zalcman, H. Neven, J.M. Martinis, *Nature*, **574** (7779), 505 (2019). DOI: 10.1038/s41586-019-1666-5
- [3] C.K. Andersen, A. Remm, S. Lazar, S. Krinner, N. Lacroix, G.J. Norris, M. Gabureac, C. Eichler, A. Wallraff, *Nat. Phys.*, **16** (8), 875 (2020). DOI: 10.1038/s41567-020-0920-y
- [4] F. Yan, S. Gustavsson, A. Kamal, J. Birenbaum, A.P. Sears, D. Hover, T.J. Gudmundsen, D. Rosenberg, G. Samach, S. Weber, J.L. Yoder, T.P. Orlando, J. Clarke, A.J. Kerman, W.D. Oliver, *Nat. Commun.*, **7** (1), 12964 (2016). DOI: 10.1038/ncomms12964 (2016)
- [5] L.B. Nguyen, Y.-H. Lin, A. Somoroff, R. Mencia, N. Grabon, V.E. Manucharyan, *Phys. Rev. X*, **9** (4), 041041 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevX.9.041041
- [6] Z. Li, P. Liu, P. Zhao, Z. Mi, H. Xu, X. Liang, T. Su, W. Sun, G. Xue, J.-N. Zhang, W. Liu, Y. Jin, H. Yu, *Error per single-qubit gate below 10^{-4} in a superconducting qubit*, arXiv:2302.08690 (2023). DOI: 10.48550/arXiv.2302.08690
- [7] R. Barends, J. Kelly, A. Megrant, D. Sank, E. Jeffrey, Y. Chen, Y. Yin, B. Chiaro, J. Mutus, C. Neill, P. O'Malley, P. Roushan, J. Wenner, T.C. White, A.N. Cleland, J.M. Martinis, *Phys. Rev. Lett.*, **111** (8), 080502 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.080502
- [8] C. Wang, C. Axline, Y.Y. Gao, T. Brecht, Y. Chu, L. Frunzio, M.H. Devoret, R.J. Schoelkopf, *Appl. Phys. Lett.*, **107** (16), 162601 (2015). DOI: 10.1063/1.4934486
- [9] J. Wenner, R. Barends, R.C. Bialczak, Y. Chen, J. Kelly, E. Lucero, M. Mariantoni, A. Megrant, P.J.J. O'Malley, D. Sank, A. Vainsencher, H. Wang, T.C. White, Y. Yin, J. Zhao, A.N. Cleland, J.M. Martinis, *Appl. Phys. Lett.*, **99** (11), 113513 (2011). DOI: 10.1063/1.3637047
- [10] J.M. Gambetta, C.E. Murray, Y.-K.-K. Fung, D.T. McClure, O. Dial, W. Shanks, J.W. Sleight, M. Steffen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27** (1), 1700205 (2017). DOI: 10.1109/TASC.2016.2629670
- [11] J.M. Martinis, K.B. Cooper, R. McDermott, M. Steffen, M. Ansmann, K.D. Osborn, K. Cicak, S. Oh, D.P. Pappas, R.W. Simmonds, C.C. Yu, *Phys. Rev. Lett.*, **95** (21), 210503 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.210503

- [12] J. Lisenfeld, G.J. Grabovskij, C. Müller, J.H. Cole, G. Weiss, A.V. Ustinov, Nat. Commun., **6**, 6182 (2015). DOI: 10.1038/ncomms7182
- [13] J. Braumüller, L. Ding, A.P. Vepsäläinen, Y. Sung, M. Kjaergaard, T. Menke, R. Winik, D. Kim, B.M. Niedzielski, A. Melville, J.L. Yoder, C.F. Hirjibehedin, T.P. Orlando, S. Gustavsson, W.D. Oliver, Phys. Rev. Appl., **13** (5), 054079 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.054079
- [14] J.M. Chávez-García, F. Solgun, J.B. Hertzberg, O. Jinka, M. Brink, B. Abdo, Phys. Rev. Appl., **18** (3), 034057 (2022). DOI: 10.48550/arXiv.2203.04164
- [15] J. Braumüller, M. Sandberg, M.R. Vissers, A. Schneider, S. Schlör, L. Grünhaupt, H. Rotzinger, M. Marthaler, A. Lukashenko, A. Dieter, A.V. Ustinov, M. Weides, D.P. Pappas, Appl. Phys. Lett., **108** (3), 032601 (2016). DOI: 10.1063/1.4940230
- [16] J. Rahamim, T. Behrle, M.J. Peterer, A. Patterson, P.A. Spring, T. Tsunoda, R. Manenti, G. Tancredi, P.J. Leek, Appl. Phys. Lett., **110** (22), 222602 (2017). DOI: 10.1063/1.4984299
- [17] S.A. Caldwell, N. Didier, C.A. Ryan, E.A. Sete, A. Hudson, P. Karalekas, R. Manenti, M.P. da Silva, R. Sinclair, E. Acala, N. Alidoust, J. Angeles, A. Bestwick, M. Block, B. Bloom, A. Bradley, C. Bui, L. Capelluto, R. Chilcott, J. Cordova, G. Crossman, M. Curtis, S. Deshpande, T. El Bouayadi, D. Girshovich, S. Hong, K. Kuang, M. Lenihan, T. Manning, A. Marchenkov, J. Marshall, R. Maydra, Y. Mohan, W. O'Brien, C. Osborn, J. Otterbach, A. Papageorge, J.-P. Paquette, M. Pelstring, A. Polloreno, G. Prawiroatmodjo, V. Rawat, M. Reagor, R. Renzas, N. Rubin, D. Russell, M. Rust, D. Scarabelli, M. Scheer, M. Selvanayagam, R. Smith, A. Staley, M. Suska, N. Tezak, D.C. Thompson, T.-W. To, M. Vahidpour, N. Vodrahalli, T. Whyland, K. Yadav, W. Zeng, C. Rigetti, Phys. Rev. Appl., **10** (3), 034050 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.10.034050
- [18] U. Vool, M. Devoret, Int. J. Circuit Theory Appl., **45** (7), 897 (2017). DOI: 10.1002/cta.2359
- [19] S.M. Girvin, in *Quantum machines: measurement and control of engineered quantum systems* (Oxford University Press, 2014), p. 113–256. DOI: 10.1093/acprof:oso/9780199681181.003.0003
- [20] M.D. Hutchings, J.B. Hertzberg, Y. Liu, N.T. Bronn, G.A. Keefe, M. Brink, J.M. Chow, B.L.T. Plourde, Phys. Rev. Appl., **8** (4), 044003 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.044003
- [21] A. Dunsworth, A. Megrant, C. Quintana, Z. Chen, R. Barends, B. Burkett, B. Foxen, Y. Chen, B. Chiaro, A. Fowler, R. Graff, E. Jeffrey, J. Kelly, E. Lucero, J.Y. Mutus, M. Neeley, C. Neill, P. Roushan, D. Sank, A. Vainsencher, J. Wenner, T.C. White, J.M. Martinis, Appl. Phys. Lett., **111** (2), 022601 (2017). DOI: 10.1063/1.4993577