

ЛИНЕЙНАЯ ЛОВУШКА ПАУЛЯ ДЛЯ ЗАДАЧ КВАНТОВОЙ ЛОГИКИ

И. А. Семериков¹, И. В. Заливако¹, А. С. Борисенко¹, М. Д. Аксенов¹,
Н. Н. Колачевский^{1,2}, К. Ю. Хабарова^{1,2}

Разработана конструкция линейной ионной ловушки Пауля для выполнения квантово-логических операций на ультрахолодных ионах с высокой достоверностью. Представлены общие требования к ловушке, оптимизированы ее параметры и проведено численное моделирование электрических полей.

Ключевые слова: квантовые вычисления, линейная ловушка Пауля.

Введение. Одной из наиболее динамично развивающихся областей современной физики являются квантовые вычисления. В качестве перспективных для реализации квантовых вычислений сегодня рассматриваются различные квантовые системы: сверхпроводящие кубиты [1, 2], фотонные чипы [3], нейтральные атомы в решетках [4, 5] и др. Одной из многообещающих платформ являются массивы ультрахолодных ионов, захваченных в ловушку Пауля [6–8]. Были продемонстрированы рекордное время когерентности [9] и достоверность как однокубитных, так и двухкубитных квантовых вентилях на таких массивах [10]. Ведутся работы по увеличению числа перепутанных кубитов [7], уменьшению времени операции [11], в том числе с использованием комбинированного оптического и радиочастотного удержания [12]. Одним из ключевых элементов квантового вычислителя на ионных кубитах являются ионные ловушки.

В настоящей работе представлены требования, предъявляемые к ловушке Пауля, расчетным методом оптимизированы параметры ловушки и определено распределение электрического поля для удержания иона.

Требования к ионной ловушке в задаче квантовой логики. Ключевыми особенностями, определяющими высокое качество работы ионного вычислителя, являются большое время когерентности, высокая скорость и достоверность двухкубитных операций, возможность проведения квантовых операций с произвольной парой ионов, высокая ско-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: semerikovia@lebedev.ru.

² Российский квантовый центр, 121205 Россия, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1.

рость и достоверность считывания квантового состояния ионов. На данном этапе наша группа решает задачу создания прототипа вычислителя с количеством кубитов 2–5 [6], поэтому проблема масштабируемости в данной работе не рассматривается. На сегодняшний день наилучшие характеристики продемонстрированы для линейных квадрупольных ловушек Пауля [6], которые позволяют удерживать массивы ионов – линейные ионные кристаллы, обладающие простой структурой общих нормальных колебательных мод, используемых для перепутывания частиц. При этом ловушки, используемые в стандартах частоты на одиночных ионах, являются трехмерными ловушками Пауля [13].

Существует три основных ограничения на время когерентности квантовых состояний ионов: флуктуации магнитного поля [9], нагревы ионов различной природы [9] и соударения ионов с атомами остаточного газа [14]. Использование материалов с низкой магнитной проницаемостью приводит к снижению флуктуаций магнитного поля в ловушке. В свою очередь, нагрев ионов определяется качеством поверхности и материалом электродов [15], а также расстоянием от иона до поверхности электрода r_0 , причем скорость нагрева уменьшается с ростом расстояния как $\sim r_0^{-4}$. Скорость нагрева ионов в ловушке также значительно увеличивается при наличии диэлектриков (включая поверхностные окислы) вблизи иона. Для снижения частоты соударений иона с остаточным газом используется глубокий вакуум (ниже 10^{-10} мбар) и криогенные температуры. Соответственно, ионная ловушка должна выдерживать большие перепады температур в диапазоне от 4 до 600 К.

Время выполнения двухкубитной операции как правило определяется частотой нормальной моды колебаний ионного кристалла. Минимальная частота аксиальных колебательных мод (также, как и максимальная частота радиальных) совпадает с частотой колебаний одиночного иона, а разница частот оказывается менее 10% [16]. Таким образом, для оценки частот нормальных мод цепочки оказывается достаточно рассчитать частоты колебаний одиночного иона в ловушке. Характерным значением радиальной секулярной частоты для иона Yb^+ является $\Omega_{\text{сек}_x} \approx 2\pi \times 3$ МГц [17].

Ограничением на конфигурацию ловушки и, соответственно, распределение потенциала, является необходимость хорошего широкоапертурного оптического доступа для индивидуальной адресации ионов и эффективного считывания их состояний. Отметим, что система оптической адресации должна уверенно разрешать два соседних иона, что определяет минимальное аксиальное расстояние между ионами $\delta z = 5$ мкм [17]. Для определения соответствующей аксиальной секулярной частоты достаточно рассмотреть

кристалл из двух ионов в квадратичном потенциале вида $U = \frac{U_0}{z_0^2} z^2$, где U_0 – удерживающее напряжение в аксиальном направлении. В этом случае частота синфазных колебаний ионов Ω_z может быть выражена через расстояние δz как

$$\Omega_z = \sqrt{\frac{2k\epsilon^2}{\delta z^3 m}}, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана, e – заряд иона, m – масса иона. Для иона Yb^+ ограничение сверху на частоту колебаний вдоль оси ловушки составляет $\Omega_{z_{\max}} = 2\pi \times 580$ кГц.

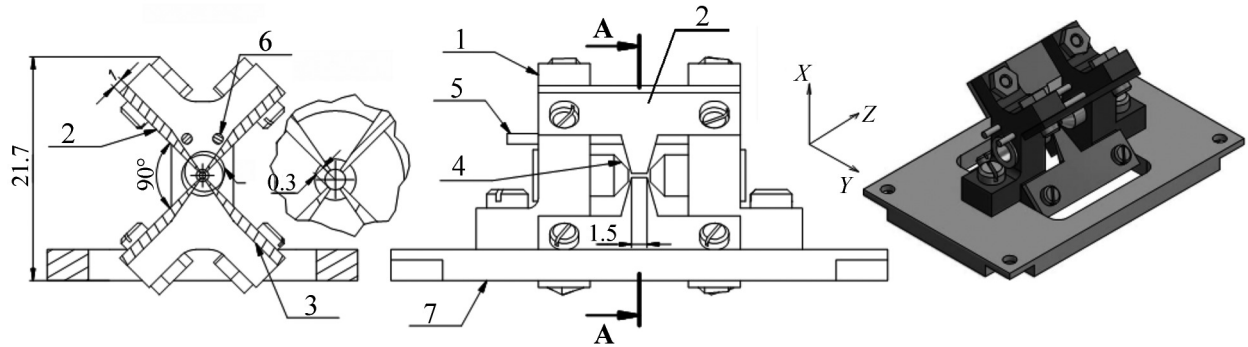


Рис. 1: Линейная ловушка Пауля. В центре – вид сбоку, слева – сечение в плоскости AA, справа – общий вид. Номерами обозначены: 1 – ситаловый держатель, 2, 3 – лезвиевые электроды, 4 – цилиндрические электроды, 5, 6 – компенсационные электроды, 7 – основание.

Линейная ловушка Пауля для квантовой логики. С учетом изложенных требований была спроектирована и рассчитана линейная ловушка Пауля (рис. 1). Для удержания иона в радиальном направлении используются 4 молибденовых лезвиевых электрода (2, 3) толщиной 0.1 мм, изготовленных из молибдена. Расстояние от центра ловушки до поверхности электродов $r_0 = 0.3$ мм, длина электродов в районе области удержания – 1.5 мм. Раствор конуса оптического доступа составляет 90° и 53° в направлениях x и y . Молибден немагнитен и слабо окисляется на воздухе, что позволяет использовать его для изготовления электродов без покрытия золотом [18]. Высокая твердость молибдена позволяет получать высокое качество поверхности [19]. Для удержания ионов в аксиальном направлении используется пара цилиндрических электродов (4) с отверстием диаметром 0.6 мм для обеспечения оптического доступа вдоль оси ловушки. Для удержания ионов необходимо приложить высокочастотное напряжение с амплитудой V_{ac} к противоположной паре лезвиевых электродов на частоте $\omega_{pч}$, вторую пару необходимо заземлить. К цилиндрическим электродам прикладывается одинаковое напряжение V_{dc} .

Все электроды ловушки закреплены на держателях из ситала (1). Коэффициент теплового расширения ситала равен $1.5 \times 10^{-7} \text{ К}^{-1}$, молибдена – $5.1 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$. При внешнем диаметре цилиндрических электродов в 3 мм и диапазона температур до 600 К требуется зазор между ситалом и цилиндрическими электродами порядка 10 мкм. Ситаловые держатели крепятся на молибденовое основание.

Для компенсации паразитных внешних электрических полей используются 2 дополнительных электрода (5, 6).

Расчет электрических полей. Было проведено численное моделирование электрических полей в ловушке методом конечных элементов.

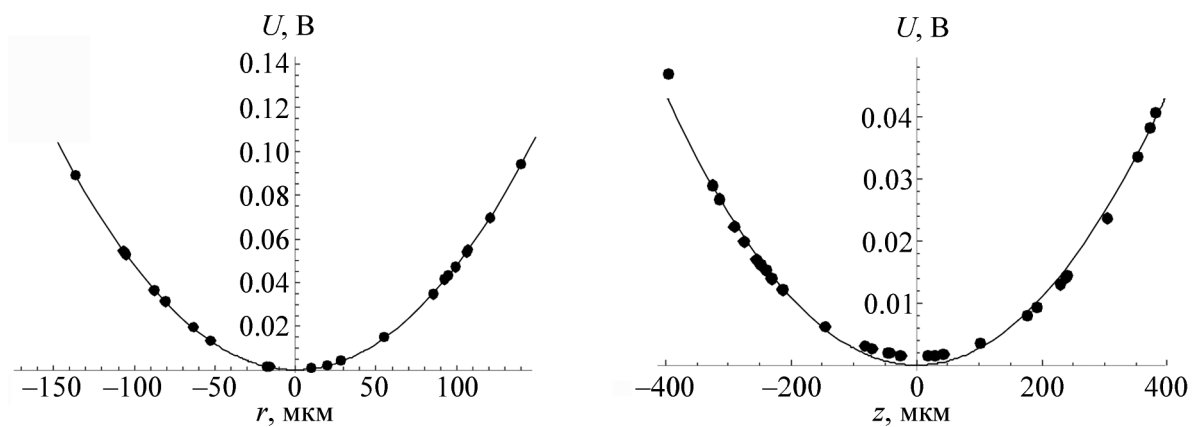


Рис. 2: Слева – численное моделирование потенциала вдоль оси в плоскости xu , проходящей через центр ловушки и противоположную пару лезвиевых электродов ортогонально торцам их заострённых концов при приложении к ним одинакового напряжения +1 В (точки) и аппроксимация параболой (линия). Справа – численное моделирование потенциала вдоль оси z при приложении напряжения 1 В к цилиндрическим электродам (точки) и аппроксимация параболой (линия).

При расчете радиального электрического поля к противоположной паре лезвиевых электродов (2, 3) прикладывалось модельное постоянное напряжение 1 В. Рассчитывался потенциал в плоскости $x-y$ вдоль оси, проходящей через центр ловушки и соединяющей противоположные лезвиевые электроды (рис. 1). Вблизи центра ловушки потенциал аппроксимировался квадратичной зависимостью:

$$U_r = \frac{\kappa_r V_{ac}}{2r_0^2} r^2, \quad (2)$$

где κ_r – безразмерный геометрический коэффициент, r – расстояние от центра ловушки.

Из аппроксимации получено значение $\frac{\kappa_r}{2r_0^2} = 4.8 \times 10^6 \text{ м}^{-2}$ и

$$\Omega_{\text{сек}_r} = \frac{\kappa_r e}{\sqrt{2} r_0^2 m} \frac{V_{ac}}{\omega_{\text{рч}}} = 6 \times 10^{11} \frac{V_{ac}}{\omega_{\text{рч}}} \left[\text{В} \frac{\text{с}}{\text{рад}} \right]. \quad (3)$$

Таким образом, для достижения требуемой секулярной частоты $\Omega_{\text{сек}_r} = 2\pi \times 3 \text{ МГц}$ при частоте $\omega_{\text{рч}} = 2\pi \times 20 \text{ МГц}$ необходима амплитуда $V_{ac} = 620 \text{ В}$, что может быть экспериментально реализовано при помощи резонансного трансформатора. При этом максимальная напряженность поля вблизи торцов электродов составляет 18 кВ/см , что меньше характерного поля, при котором возникают электрические пробои ($\gg 30 \text{ кВ/см}$).

Аналогично, для моделирования потенциала вдоль оси ловушки z , к цилиндрическим электродам прикладывался постоянный потенциал $+1 \text{ В}$. Аппроксимация потенциала вдоль оси ловушки проводилась функцией

$$U_z = \frac{\kappa_z V_{dc}}{z_0^2} z^2, \quad (4)$$

где z_0 – расстояние между цилиндрическими электродами (1.5 мм), κ_z – безразмерный геометрический коэффициент дает $\frac{\kappa_z}{z_0^2} = 2.7 \times 10^5 \text{ м}^{-2}$. Аксиальная частота колебаний иона определяется выражением:

$$\Omega_z = \sqrt{\frac{2\kappa_z e V_{dc}}{z_0^2 m}} = 2\pi \times 88 \sqrt{V_{dc}} \text{ кГц}. \quad (5)$$

Соответственно, для достижения частоты $\Omega_{z_{\text{max}}} = 2\pi \times 580 \text{ кГц}$ необходимо приложить к цилиндрическим электродам напряжение порядка $V_{dc} = 44 \text{ В}$, что легко обеспечивается в условиях эксперимента.

Заключение. В статье была рассчитана линейная ловушка Пауля для удержания цепочки ионов для создания прототипа 5-кубитного ионного вычислителя. Ловушка позволяет захватывать цепочки от 2-х до 10 ионов с характерным расстоянием между ионами более 5 мкм и обеспечивает радиальную секулярную частоту $\Omega_{\text{сек}_r} = 2\pi \times 3 \text{ МГц}$ и аксиальную частоту общей моды колебаний $\Omega_{z_{\text{max}}} = 2\pi \times 580 \text{ кГц}$. При этом обеспечивается оптический доступ по всем трем осям для реализации протоколов охлаждения ионов, логических операций и считывания. Полученные параметры достаточны для обеспечения высококачественных квантовых операций. Предложенная конструкция проста в изготовлении и будет исследована в эксперименте.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 19-12-00274.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. Barends et al., *Nature* **508**(7497), 500 (2014). DOI: 10.1038/nature13171.
- [2] N. Ofek, A. Petrenko, R. Heeres, et al., *Nature* **536**(7617), 441 (201). DOI: 10.1038/nature18949.
- [3] H. Pichler, S. Choi, P. Zoller, and M. D. Lukin, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **114**(43), 11362 (2017). DOI: 10.1073/pnas.1711003114.
- [4] Y. Wang, A. Kumar, T. Y. Wu, and D. S. Weiss, *Science* **352**(6293), 1562 (2016). DOI: 10.1126/science.aaf2581.
- [5] H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, et al., *Physical Review Letters* **123**(17), (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.170503.
- [6] S. Debnath, N. M. Linke, C. Figgatt, et al., *Nature* **536**(7614), 63 (2016). DOI: 10.1038/nature18648.
- [7] Y. Nam et al., *Quantum Information* **6**(1), (2020). DOI: 10.1038/s41534-020-0259-3.
- [8] А. В. Красавин, В. Г. Пальчиков, С. В. Петропавловский и др., *Ядерная физика и инжиниринг* **3**(4), 362 (2012).
- [9] Y. Wang, M. Um, J. Zhang, et al., *Nature Photonics* **11**(10), 646 (2017). DOI: 10.1038/s41566-017-0007-1.
- [10] J. P. Gaebler, T. R. Tan, Y. Lin, et al., *Physical Review Letters* **117**(6), 1 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.060505.
- [11] V. M. Schäfer, C. J. Ballance, K. Thirumalai, et al., *Nature* **555**(7694), 75 (2018). DOI: 10.1038/nature25737.
- [12] Л. Акопян, И. Заливако, К. Лахманский и др., *Письма в ЖЭТФ* (2020), в печати.
- [13] И. А. Семериков, К. Ю. Хабарова, И. В. Заливако и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **45**(11), 14 (2018).
- [14] G. Pagano, P. W. Hess, H. B. Kaplan, et al., *Quantum Science and Technology* **4**(1), (2019). DOI: 10.1088/2058-9565/aae0fe.
- [15] R. Dubessy, T. Coudreau, and L. Guidoni, *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **80**(3), 031402 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevA.80.031402.
- [16] A. Borisenko, I. Zalivako, I. Semerikov, et al., *Laser Physics* **29**(9), 095201 (2019). DOI: 10.1088/1555-6611/ab2b9e.
- [17] S. Debnath, N. M. Linke, C. Figgatt, et al., *Nature* **536**(7614), 63 (2016). DOI: 10.1038/nature18648.

- [18] P. B. R. Nisbet-Jones, S. A. King, J. M. Jones, et al., *Applied Physics B: Lasers and Optics* **122**(3), 1 (2016). DOI: 10.1007/s00340-016-6327-x.
- [19] D. T. C. Allcock, L. Guidoni, T. P. Harty, et al., *New Journal of Physics* **13**, 123023 (2011). DOI: 10.1088/1367-2630/13/12/123023.

Поступила в редакцию 19 октября 2020 г.

После доработки 21 октября 2020 г.

Принята к публикации 22 октября 2020 г.