

# Модель связанных квантовых мемристоров на основе пойманного в ловушку одиночного иона $^{171}\text{Yb}^+$

С. Ю. Стремоухов<sup>+\*×1)</sup>, П. А. Форш<sup>+\*</sup>, К. Ю. Хабарова<sup>+</sup>, Н. Н. Колачевский<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>×</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 января 2024 г.

После переработки 6 февраля 2024 г.

Принята к публикации 7 февраля 2024 г.

Предложен способ совместного применения двух связанных друг с другом квантовых мемристоров на одиночном ионе  $^{171}\text{Yb}^+$  посредством использования оптического и радиочастотного переходов, возбуждаемых резонансными лазерными полями. В результате осуществляется создание когерентного отображения квантового входного состояния на выходное состояние. Предложенный способ позволяет задействовать всего один ион для управления статистическими весами в двухслойных переспетронах.

DOI: 10.31857/S1234567824050045, EDN: EJZMFE

**Введение.** Мемристоры представляют собой удобную платформу для создания нейронных сетей [1]. Практически во всех созданных и исследованных на данный момент мемристорах входной и выходной сигналы (электрический ток и напряжение) являются классическими [2]. Однако, в последнее время активно исследуются возможности создания мемристивного устройства, которое демонстрирует кривую гистерезиса в характеристике ввода-вывода и при этом обладает подлинно квантовым поведением, позволяющим осуществлять манипулирование квантовой информацией. Концепция квантового мемристора была введена в работе [3].

К настоящему времени предложена реализация квантовых мемристоров на нескольких платформах: квантовая фотоника [4, 5], сверхпроводящие схемы [3, 6–9], ионные ловушки [10] и схемы, основанные на особенностях взаимодействия излучения с веществом [11, 12]. Некоторые из них получили свою экспериментальную реализацию [13, 14]. В настоящее время уже развиваются методы машинного обучения единичных и связанных квантовых мемристоров [13, 15].

Недавно нами была предложена концепция квантового мемристора на ультрахолодных ионах, захваченных в ловушки Пауля [10]. Показано, что при определенных значениях параметров лазерных импульсов, которые обеспечивают движение населенности выделенных уровней иона, осуществляется гистерезисная зависимость выходного сигнала от входно-

го. Рассмотрены конкретные уровни ионов  $^{171}\text{Yb}^+$ , которые являются подходящими и удобными для экспериментальной реализации квантового мемристора.

В настоящей работе предложена схема, задействующая две тройки уровней (два способа реализации квантового мемристора), между которыми инициируются осцилляции Раби. Такой подход позволяет задавать два набора статистических весов (каждый для своей тройки уровней), что заметно расширяет возможности применения ультрахолодных ионов в нейроморфных вычислениях.

**Квантовый мемристор на захваченных ионах.** Теоретическая концепция квантового мемристора на захваченных ионах представлена в [10]. Кратко опишем ее. Необходимо выбрать три уровня  $|g\rangle$ ,  $|e\rangle$  и  $|a\rangle$ . Используя различные техники (резонансное лазерное или микроволновое возбуждение, рамановское возбуждение), возможно инициировать осцилляции Раби между уровнями  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$ , т.е. под действием такого возмущения населенность уровней иона периодически переходит с  $|g\rangle$  на  $|e\rangle$  и обратно. Волновая функция такой двухуровневой системы, при этом, выражается суперпозицией

$$|\Psi_{\text{in}}\rangle = \alpha|g\rangle + \beta|e\rangle,$$

где  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ .

Вероятность возбуждения уровня  $|e\rangle$  изменяется с течением времени  $t$  и дается выражением [16]

<sup>1)</sup>e-mail: sustrem@gmail.com

$$|\beta|^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right),$$

где  $\Omega$  – частота Раби для переходов  $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ .

Также путем резонансного воздействия на ион другим электромагнитным полем можно инициировать переход с одного из уровней  $|g\rangle, |e\rangle$ , например, с уровня  $|g\rangle$  на некоторый уровень  $|a\rangle$ . При этом переход из состояния  $|e\rangle$  в  $|a\rangle$  не происходит. Вероятностью такого перехода можно управлять, задавая длительность  $\tau$  лазерного импульса и/или его амплитуду. Подбирая значения данных параметров, вероятность перехода  $|g\rangle \rightarrow |a\rangle$  [16]

$$|\gamma|^2 = \sin^2\left(\frac{\tilde{\Omega} t}{2}\right)$$

( $\tilde{\Omega}$  – частота Раби для переходов  $|g\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ ) можно менять в пределах от 0 до 1.

Факт возбуждения уровня  $|a\rangle$  можно зарегистрировать, например, с помощью широко известного метода квантовых скачков (*electron shelving*, МКС) [17–19].

Волновая функция иона после инициирования перехода  $|g\rangle \rightarrow |a\rangle$  будет

$$|\Psi_{\text{out}}\rangle = \alpha\sqrt{1-|\gamma|^2}|g\rangle + \beta|e\rangle + \gamma|a\rangle.$$

Выберем в качестве входного сигнала величину

$$x = |\langle g|\Psi_{\text{in}}\rangle|^2 = |\alpha|^2.$$

Выходным сигналом будет служить

$$y = |\langle g|\Psi_{\text{out}}\rangle|^2 = |\alpha|^2(1-|\gamma|^2).$$

При этом зависимость выходного сигнала от входного дается равенством

$$y = (1-|\gamma|^2)x.$$

Поскольку  $|\gamma|^2$  можно изменять с течением времени, то данная вероятность играет роль параметра состояния  $s$  [20], т.е.  $s = |\gamma|^2$ . Зависимость  $y(x)$  имеет вид, аналогичный уравнению, характерному для классического мемристора. При этом параметр состояния можно изменять, подбирая длительность лазерных импульсов и/или их амплитуду, произвольным образом. Для экспериментальной реализации квантового мемристора необходимо иметь возможность изменять значение  $s$  (по определенному закону [10]) в течение какого-то временного интервала (периода)  $T$  и организовать обратную связь для изменения значения  $s$  для следующего периода  $T$ .

Необходимое условие для реализации описанной выше схемы состоит в том, что суммарное время регистрации населенности уровня  $|a\rangle(\tau_{\text{рег}})$  и длительности импульса, возбуждающего переход  $|g\rangle \rightarrow$

$|a\rangle(\tau_2)$ , должно быть много меньше периода осцилляций Раби между уровнями  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$ , т.е.

$$\tau_2 + \tau_{\text{рег}} \ll \frac{2\pi}{\Omega}. \quad (1)$$

**Трехуровневые схемы в ионе  $^{171}\text{Yb}^+$ .** Для экспериментальной реализации квантового мемристора на ионах прежде всего необходимо провести глубокое охлаждение иона в ловушке Пауля. С целью манипулирования одиночным ионом можно использовать трехмерные ловушки, которые в изготовлении несколько проще линейных и обладают хорошим оптическим доступом к области захвата иона. Охлаждение иона может быть реализовано стандартными методами, например, путем доплеровского или симпатического лазерного охлаждения [21, 22]. Для охлаждения до основного колебательного состояния успешно применяются метод охлаждения на боковых частотах [23] и метод электромагнитно-индуцированной прозрачности [24–27]. Сложность в экспериментальной реализации мемристора на ионах заключается в выполнении условия, накладываемого на время регистрации и длительность второго импульса (1). Обычно при реализации метода квантовых скачков на широком дипольном переходе с шириной линии в десятки МГц время регистрации составляет около нескольких мс. В связи с этим время жизни регистрируемого уровня должно быть значительно больше.

При реализации квантового мемристора на захваченном ультрахолодном ионе  $^{171}\text{Yb}^+$  набор уровней  $|g\rangle, |e\rangle$  и  $|a\rangle$  можно выбрать несколькими способами. При первом способе определения уровней, в качестве  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$  уровней могут служить сверхтонкие подуровни основного состояния  $^2S_{1/2}(F=0)$  и  $^2S_{1/2}(F=1)$  соответственно, разница энергий между этими состояниями составляет 12.6 ГГц при нулевом приложенном магнитном поле. При этом единственным путем распада состояния  $^2S_{1/2}(F=1)$  является магнитодипольный переход в состояние  $^2S_{1/2}(F=0)$ . При такой разности энергий скорость спонтанной эмиссии на этом переходе практически равна нулю [26], что позволяет задать период осцилляций Раби  $T_1$ , необходимый для выполнения условия (1). В качестве состояния  $|a\rangle$  может выступить более короткоживущее состояние  $^2D_{3/2}(F=2)$ , которое за время порядка 50 мс распадается в состояние  $^2S_{1/2}$ . На рисунке 1 такой набор уровней и соответствующие переходы отмечены синим цветом.

При втором способе определения, сверхтонкие подуровни уровня  $^2F_{7/2}$  можно определить в качестве  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$ , соответственно [10]. Разность энер-

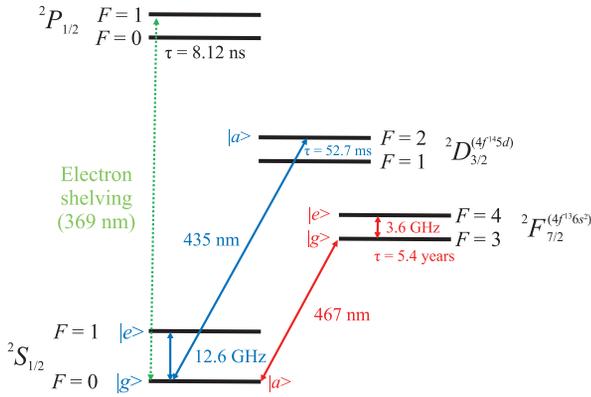


Рис. 1. (Цветной онлайн) Частичная схема электронных уровней иона  $^{171}\text{Yb}^+$  (не в масштабе). Электрический дипольный переход  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  ( $E1$ ) на длине волны 369 нм используется для доплеровского охлаждения и регистрации населенности основного состояния иона методом МКС. Переход между уровнями  $^2S_{1/2}(F=0)$  ( $|g\rangle$ ) и  $^2D_{3/2}(F=2)$  ( $|a\rangle$ ) и переход между подуровнями сверхтонкой структуры  $^2S_{1/2}(F=0)$  и  $^2S_{1/2}(F=1)$  ( $|e\rangle$ ) основного состояния могут использоваться для реализации первого квантового мемристора на одиночном ионе (уровни и переходы выделены синим цветом). Переход между подуровнями сверхтонкой структуры  $^2F_{7/2}(F=3)$  ( $|g\rangle$ ) и  $^2F_{7/2}(F=4)$  ( $|e\rangle$ ) и переход между уровнями  $^2F_{7/2}(F=3)$  и  $^2S_{1/2}(F=0)$  ( $|a\rangle$ ) могут использоваться для реализации второго квантового мемристора на одиночном ионе (уровни и переходы выделены красным цветом)

гий между этими состояниями составляет 3.6 ГГц. Уровень  $|g\rangle$  может быть первоначально заселен, например,  $\pi$ -импульсом из основного состояния. Чтобы возбудить движение населенностей уровней  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$  (магнитно-дипольный переход), можно использовать радиочастотные импульсы на частоте 3.6 ГГц. Единственным каналом распада состояния  $^2F_{7/2}(F=3)$  является октупольный переход в основное состояние  $^2S_{1/2}(F=0)$ . Скорость спонтанного излучения на этом переходе практически равна нулю (время жизни равно 5.4 года), поэтому и в данном случае есть возможность произвольно установить частоту колебаний Раби  $\Omega$ , необходимую для выполнения условия (1). В свою очередь, основное состояние  $^2S_{1/2}$  может быть выбрано в качестве состояния  $|a\rangle$ . Его населенность может быть легко обнаружена с помощью МКС. Особенностью предложенной схемы является то, что уровень  $|a\rangle$  – основное состояние иона, – имеет меньшую энергию по сравнению с  $|g\rangle$ . Вместе с тем, большое время жизни уровня  $|g\rangle$  (которое существенно превышает время эксперимента), позволяет надеяться на успешную реализацию данного способа определения уровней квантового мемристора. На ри-

сунке 1 набор уровней и переходы, соответствующие второму способу определения квантового мемристора, отмечены красным цветом.

**Динамика населенности выделенных уровней под действием двух лазерных импульсов.** Чтобы изучить влияние некоторых параметров лазерного импульса на мемристивные характеристики предложенного объекта, было проведено моделирование динамики населенностей уровней трехуровневой системы при воздействии последовательности резонансных лазерных импульсов. Для этого была использована система уравнений для амплитуд населенностей ( $a$ ) выделенных уровней атома, который взаимодействует с двумя резонансными лазерными полями. Такая процедура, описанная в [28], в отсутствие спонтанной релаксации позволяет рассчитать динамику населенности уровней атома для всех типов трехуровневых схем ( $\Lambda$  – схемы, каскадные схемы и др.). Система уравнений для амплитуд населенностей уровней, соответствующих обоим схемам реализации квантового мемристора (см. рис. 1) имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{a}_{|g\rangle} &= i\Omega^* e^{-\left(\frac{t-t_{01}}{\tau_1}\right)^2} a_{|e\rangle} + i\tilde{\Omega}^* e^{-\left(\frac{t-t_{02}}{\tau_2}\right)^2} a_{|a\rangle}, \\ \dot{a}_{|e\rangle} &= i\Omega e^{-\left(\frac{t-t_{01}}{\tau_1}\right)^2} a_{|g\rangle}, \\ \dot{a}_{|a\rangle} &= i\tilde{\Omega} e^{-\left(\frac{t-t_{02}}{\tau_2}\right)^2} a_{|g\rangle}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $t_{02} - t_{01}$  – временная задержка между импульсами,  $\tau_{1,2}$  – длительности лазерных импульсов. Расчеты проводились для значений частот Раби, длительностей, временных задержек, представленных в относительных безразмерных единицах. В начальный момент времени населен уровень  $|g\rangle$ . В первой реализации квантового мемристора (синие уровни на рис. 1) это выполняется автоматически, так как  $|g\rangle$  – основное состояние, а во второй схеме – это достигается предварительным действием  $\pi$ -импульса, переводящим населенность из основного состояния в  $|g\rangle$ .

С использованием этих формул могут быть рассчитаны зависимости  $y$  от  $x$ , которые имеют вид гистерезиса [10]. Конкретный вид зависит от параметров лазеров, используемых для возбуждения осцилляций Раби.

На рисунке 2а представлен расчет  $y(x)$ , выполненный для первого способа определения уровней квантового мемристора (обозначенных синим цветом на рис. 1). Расчет проведен для следующих значений параметров системы уравнений (2):  $\Omega = 0.0745$ ,  $\tilde{\Omega} = 0.16$ ,  $\tau_1 = 50$ ,  $\tau_2 = 0.5$ ,  $t_{02} - t_{01} = 20$ . На рисунке 2b представлен расчет  $y(x)$  при следующих зна-

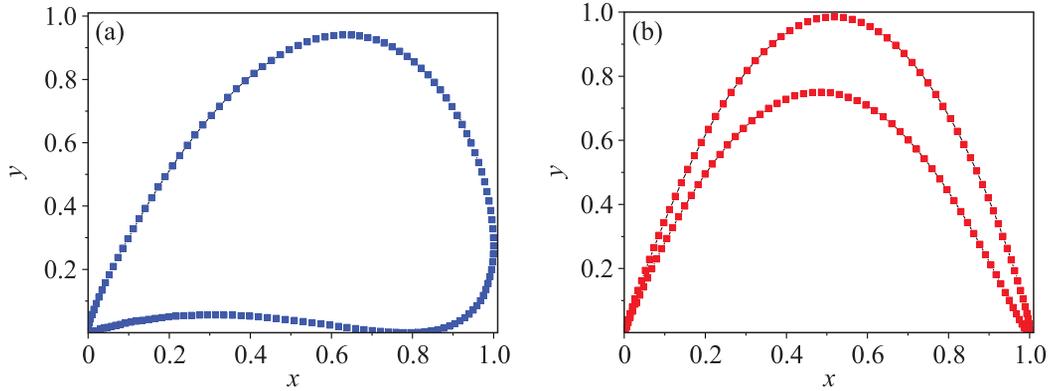


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость  $y$  (населенность уровня  $|g\rangle$ ) после воздействия двух резонансных полей от  $x$  (населенность уровня  $|g\rangle$ ) после воздействия одного резонансного поля, но до действия второго резонансного поля), рассчитанная для первого способа определения уровней при следующих значениях параметров:  $\Omega = 0.0745$ ,  $\tilde{\Omega} = 0.016$ ; (б) – зависимость  $y$  от  $x$ , рассчитанная для второго способа определения уровней при следующих значениях параметров:  $\Omega = 0.0755$ ,  $\tilde{\Omega} = 0.06$ . Остальные параметры расчетов имеют следующие значения:  $\tau_1 = 50$ ,  $\tau_2 = 0.5$ ,  $t_{02} - t_{01} = 20$

чениях параметров:  $\Omega = 0.0755$ ,  $\tilde{\Omega} = 0.06$ ,  $\tau_1 = 50$ ,  $\tau_2 = 0.5$ ,  $t_{02} - t_{01} = 20$  для второго способа определения уровней в ионе  $^{171}\text{Yb}^+$  (обозначенных красным цветом на рис. 1). В обоих случаях прослеживается характерная для мемристоров гистерезисная зависимость выходного сигнала от входного.

**Закключение.** В рамках данной работы предложены две схемы уровней ионов  $^{171}\text{Yb}^+$ , которые являются подходящими и удобными для экспериментальной реализации квантового мемристора на основе ультрахолодных ионов, захваченных в ловушки Пауля. Наличие двух схем уровней на одном ионе с существенно различающимися друг от друга возбуждающими резонансными частотами позволяет предложить схему связанных квантовых мемристоров на одиночном ионе, когда последовательное действие резонансных полей позволяет передавать состояние от мемристора к мемристорам. Кроме того, в предложенных двух схемах задействуется один общий уровень  $^2S_{1/2}(F=0)$ , что позволяет проводить обучение таких систем. Таким образом, на одном ионе реализуется два слоя мемристоров. Наличие двух и более групп уровней на одном ионе с предложенной ранее в [10] схемой передачи информации по цепочке связанных низкочастотной колебательной модой центра масс ультрахолодных ионах позволяет создавать многослойные квантовые перцептроны, которые являются основой нейронных сетей.

**Финансирование работы.** Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках Междисциплинарных научно-образовательных школ Московского университета (соглашение # 23-Ш06-07).

**Конфликт интересов.** Авторы подтверждают отсутствие конфликта интересов.

1. A. N. Matsukatova, A. Yu. Vdovichenko, T. D. Patsaev, P. A. Forsh, P. K. Kashkarov, V. A. Demin, and A. V. Emelyanov, *Nano Res.* **16**, 3207 (2023).
2. L. Chua, *IEEE Trans. Circuit Theory* **18**, 507 (1971).
3. P. Pfeifer, I. L. Egusquiza, M. Di Ventra, M. Sanz, and E. Solano, *Sci. Rep.* **6**, 29507 (2016).
4. M. Sanz, L. Lamata, and E. Solano, *APL Photonics* **3**(8), 080801 (2018).
5. T. Gonzalez-Raya, J. M. Lukens, L. C. Céleri, and M. Sanz, *Materials* **13**, 864 (2020).
6. S. N. Shevchenko, Y. V. Pershin, and F. Nori, *Phys. Rev. Appl.* **6**, 014006 (2016).
7. S. N. Shevchenko and D. S. Karpov, *Phys. Rev. Appl.* **10**, 014013 (2018).
8. S. Peotta and M. Di Ventra, *Phys. Rev. Appl.* **2**, 034011 (2014).
9. J. Salmilehto, F. Deppe, M. Di Ventra, M. Sanz, and E. Solano, *Sci. Rep.* **7**(1), 42044 (2017).
10. S. Stremoukhov, P. Forsh, K. Khabarova, and N. Kolachevsky, *Entropy* **25**, 1134 (2023).
11. J.-L. Tang, G. A. Barrios, E. Solano, and F. Albarran-Arriagada, *Entropy* **25**, 756 (2023).
12. A. Norambuena, F. Torres, M. Di Ventra, and R. Coto, *Phys. Rev. Appl.* **17**, 024056 (2022).
13. M. Spagnolo, J. Morris, S. Piacentini, M. Antesberger, F. Massa, A. Crespi, F. Ceccarelli, R. Osellame, and P. Walther, *Nature Photon.* **16**(4), 318 (2022).
14. J. Gao, X.-W. Wang, W.-H. Zhou, Z.-Q. Jiao, R.-J. Ren, Y.-X. Fu, L.-F. Qiao, X.-Y. Xu, C.-N. Zhang, X.-L. Pang, H. Li, Y. Wang, and X.-M. Jin, *Chip* **1**(2), 100007 (2022).
15. C. Hernani-Morales, G. Alvarado, F. Albarran-Arriagada, Y. Vives-Gilabert, E. Solano, and J. D. Martin-Guerrero, *arXiv:2309.05062v1* (2023).
16. Д. Бауместер, А. Экерт, А. Цайлингер, *Физика квантовой информации*, Постмаркет, М. (2002).

17. W. Nagourney, J. Sandberg, and H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2797 (1986).
18. Th. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, and P. E. Toschek, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1696 (1986).
19. J. C. Bergquist, R. G. Hulet, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1699 (1986).
20. F. Caravelli and J. P. Carbajal, *Technologies* **6**, 118 (2018).
21. T. W. Hansch and A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**(1), 68 (1975).
22. W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, and D. J. Wineland, *Phys. Scr.* **59**, 106 (1995).
23. H. G. Dehmelt, *Nature* **262**, 777 (1976).
24. G. Morigi, J. Eschner, and C. H. Keitel, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4458 (2000).
25. M. Roghani and H. Helm, *Phys. Rev. A* **77**, 43418 (2008).
26. I. Semerikov, I. Zalivako, A. Borisenko, K. Khabarova, and N. Kolachevsky, *J. Russ. Laser Res.* **39**, 568 (2018).
27. L. A. Акопян, I. V. Zalivako, K. E. Lakhmanskiy, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, *JETP Lett.* **112**(9), 585 (2020).
28. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *УФН* **163**(9), 1 (1993).