

УДК 531.761

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА РАМАНОВСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ИОНА $^{25}\text{Mg}^+$ ДО ОСНОВНОГО КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ В ЛИНЕЙНОЙ ЛОВУШКЕ ПАУЛЯ

П. Л. Сидоров, И. В. Заливако, А. С. Борисенко,  
И. А. Семериков, К. Ю. Хабарова

*Представлен метод охлаждения на боковых частотах и его реализация на рамановском переходе иона  $^{25}\text{Mg}^+$ . Выполнено численное моделирование процесса в условиях эксперимента ФИАН, а также оптимизация параметров лазерных импульсов для достижения минимального среднего колебательного числа за времена рамановского охлаждения порядка единиц миллисекунд.*

**Ключевые слова:** лазерное охлаждение, рамановское охлаждение, ионы магния.

*Введение.* В последние годы активно развивается теория квантовых компьютеров и квантовых вычислений [1–4]. Принципиальное преимущество квантовых вычислений перед классическими заключается в том, что они способны ускорить выполнение задач переборного типа [5–6]. Единицей информации в квантовых компьютерах является кубит. На данный момент существуют различные физические реализации кубитов, такие как твердотельные квантовые точки на полупроводниках, джозефсоновские контакты, охлаждённые захваченные ионы и др. [7–9]. Наиболее перспективными на сегодняшний день являются сверхпроводящие кубиты и кубиты на одиночных ионах. Преимуществом систем сверхпроводящих кубитов является лучшая масштабируемость: создан квантовый вычислитель из 50 кубитов на джозефсоновских переходах, в то время как на ионах – пока только из 5 кубитов [10]. Однако кубиты на основе ионов имеют лучшее отношение времени когерентности к времени операций, что даёт возможность производить большее число операций [8]. Реализация квантовых алгоритмов на ионах осуществляется с помощью управления колебательными и внутренними состояниями иона посредством лазерных импульсов. Для ряда схем перепутывания состояний ионных кубитов [11] достаточно охлаждения ионов до доплеровского предела. Для достижения

---

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр., 53; e-mail: pavel1778@mail.ru.

наиболее высокой достоверности (fidelity) операций требуется более глубокое охлаждение, вплоть до основного колебательного состояния [3]. В этих целях обычно применяют метод охлаждения на боковых частотах. В системе отсчёта колеблющегося захваченного иона с внутренним переходом на частоте  $\omega_0$ , монохроматическое излучение с частотой  $\omega$  приобретает фазовую модуляцию на частоте колебаний иона  $\omega_m$ , поэтому ион поглощает фотон не только на частоте  $\omega_0$ , но и на ряде частот  $\omega_0 \pm l\omega_m$ . Поглощая когерентным образом в процессе  $\pi$ -импульса фотон с частотой  $\omega_0 - l\omega_m$  и излучая в среднем квант с частотой  $\omega_0$ , ион теряет энергию  $l\omega_m$ , что и приводит к его охлаждению. Однако для большинства квантовых систем боковые частоты оказывается невозможно разрешить спектроскопически, поскольку переход на частоте  $\omega_0$  имеет большую спектральную ширину. Соответственно, данный метод охлаждения реализуют чаще всего либо на квадрупольном переходе, либо на индуцированном рамановском переходе (далее – РП). Также возможно использовать эффект индуцированной прозрачности [12–14]. Метод рамановского охлаждения (далее – РО) крайне прост в использовании, т.к. для его реализации необходимо лишь присутствие третьего вспомогательного уровня (рис. 1).

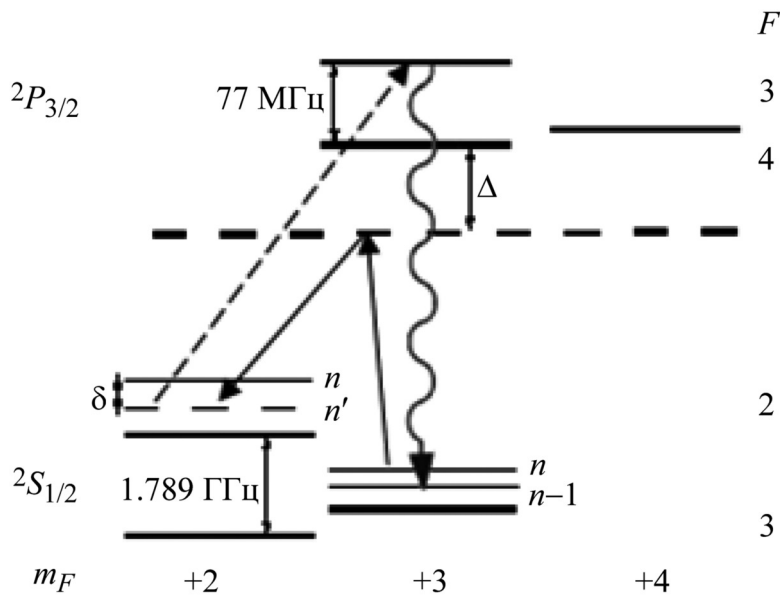


Рис. 1: Частичная схема уровней  $^{25}\text{Mg}^+$  и схема охлаждения. Волнистая стрелка – спонтанное излучение, пунктирная – перекачивающий импульс 280 нм, прямые стрелки – РИ 285 нм.  $\Delta$  – отстройка рамановских пучков от вспомогательного уровня,  $\delta = \pm l\omega_m$  – отстройка от РП без изменения колебательного уровня, соответствует изменению колебательного уровня на  $\pm l$ .

Одним из наиболее удобных ионов для реализации элементов квантовой логики является ион магния с простой системой энергетических уровней, что позволяет охлаждать ион до основного колебательного состояния с помощью одного лазера [15]. Из трёх стабильных изотопов магния  $^{25}\text{Mg}$  имеет ненулевой спин ядра, что позволяет использовать магнитодипольный переход между компонентами сверхтонкой структуры ионов  $^{25}\text{Mg}^+$  для РО.

В нашей лаборатории проводятся эксперименты по реализации элементов квантовой логики на основе иона  $^{25}\text{Mg}^+$ , для чего требуется их охлаждение до основного колебательного состояния. С этой целью было произведено численное моделирование процесса РО для оптимизации параметров.

*Рамановское охлаждение ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ .* Охлаждение иона  $^{25}\text{Mg}^+$  реализуется на РП  $^2S_{1/2}|F=3, m_F=3\rangle \leftrightarrow ^2S_{1/2}|F=2, m_F=2\rangle$  через виртуальный уровень, отстроенный от уровня  $^2P_{3/2}|F=4, m_F=3\rangle$  на величину порядка 10 ТГц (рис. 1). Для генерации двух рамановских импульсов (далее – РИ) с длиной волны 285 нм используется четвёртая гармоника полупроводникового лазера с длиной волны 1140 нм. Уровень  $^2S_{1/2}|F=2, m_F=2\rangle$  метастабильный, поэтому для перевода иона в нижнее состояние  $^2S_{1/2}|F=3, m_F=3\rangle$  в конце каждого шага РО используется оптическая накачка через промежуточный уровень  $^2P_{3/2}|F=3, m_F=3\rangle$ . Для снижения изначального числа квантов ион предварительно охлаждён до доплеровского предела с помощью лазера с длиной волны 280 нм. Один элементарный акт РО представляет собой следующую последовательность импульсов: вначале прикладываются 2 РИ с отстройкой  $\Delta$  от верхнего вспомогательного уровня и отстройкой  $\delta$  от РП без изменения колебательного уровня, затем осуществляется оптическая накачка в состояние  $^2S_{1/2}|F=3, m_F=3\rangle$  через уровень  $^2P_{3/2}|F=3, m_F=3\rangle$  с помощью дополнительного лазерного импульса с длиной волны 280 нм (рис. 1). Обычно отстройка  $\delta$  выбирается равной  $-\omega_m$  или  $-2\omega_m$ , что соответствует переходам с изменением колебательного уровня на 1 или 2. Частоты Раби таких переходов определяются выражением [16]:

$$\Omega_{n,n'} = \Omega_0 e^{-\eta^2/2} \sqrt{\frac{n_{<}!}{n_{>}!}} \eta^{|n-n'|} L_{n_{<}}^{|n'-n|}(\eta^2), \quad (1)$$

где  $\Omega_0 = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Delta}$  – частота Раби РП без учёта колебательных уровней (здесь  $\Omega_1, \Omega_2$  – резонансные частоты Раби для переходов  $^2P_{3/2}|F=4, m_F=3\rangle \leftrightarrow ^2S_{1/2}|F=3, m_F=3\rangle$  и  $^2P_{3/2}|F=4, m_F=3\rangle \leftrightarrow ^2P_{1/2}|F=2, m_F=2\rangle$ ),  $\eta = |\vec{k}_1 - \vec{k}_2| \sqrt{\hbar/(2m\omega_m)}$  – параметр Лэмба–Дике,  $m$  – масса иона,  $\vec{k}_1, \vec{k}_2$  – волновые векторы 2-х РИ,  $n_{<}(n_{>})$  – мень-

шее(большее) из  $n$  и  $n'$  – начального и конечного колебательных квантовых чисел, а  $L_n^k(x)$  – обобщенный полином Лагерра. Из формулы (1) видно, что частота Раби перехода между двумя колебательными подуровнями зависит не только от разности между  $n$  и  $n'$ , равной количеству отбираемых или добавляемых колебательных квантов, но и от их абсолютных значений. Таким образом, например, если приложить РИ с отстройкой  $\delta = -\omega_m$ , который является  $\pi$ -импульсом для перехода с  $n = 2$  на  $n' = 1$ , то для перехода с  $n = 20$  на  $n' = 19$  он таковым уже являться не будет. В связи с этим, так как в течение процесса охлаждения будет меняться заселенность колебательных уровней, будет меняться и взаимодействие частицы с РИ. По этой причине для осуществления эффективного РО требуется осуществление предварительной симуляции данного процесса и подбора оптимальной отстройки и длительности каждого импульса для поддержания оптимальных параметров на протяжении всего охлаждения.

Для описания процесса охлаждения используем выражение [17]:

$$P_n = P_n(0)(1 - \sin^2(\Omega_{n,n-1}t/2)) + P_{n+1}(0) \sin^2(\Omega_{n+1,n}t/2). \quad (2)$$

Здесь  $\sin^2(\Omega_{n,n-1}t/2)$  и  $\sin^2(\Omega_{n+1,n}t/2)$  – вероятности переходов с изменением колебательного уровня на единицу, что следует из решения уравнения Шредингера с гамильтонианом системы “ион в ловушке+поле” в представлении взаимодействия и приближении вращающейся волны, а  $P_n$  – населенность  $n$ -го колебательного уровня.

Т а б л и ц а 1

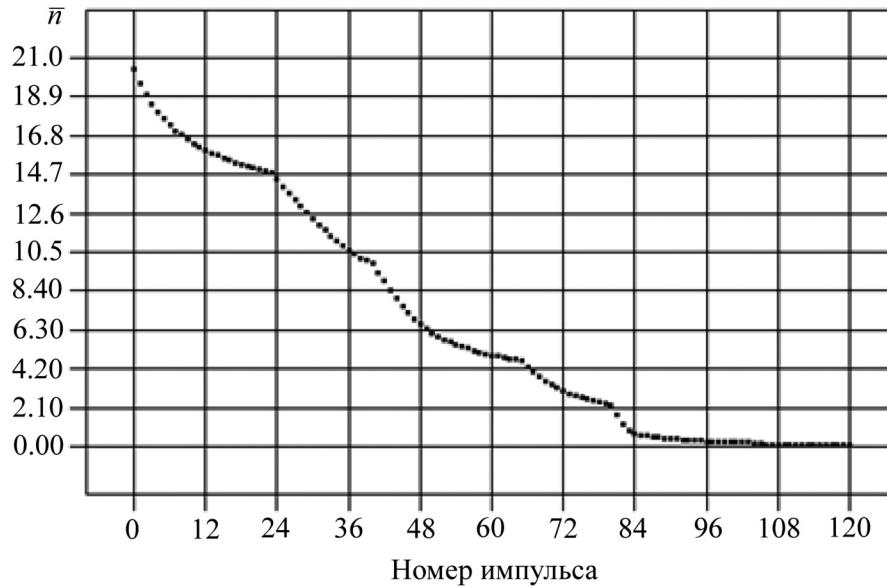
*Параметры установки*

$\omega_m$	$\eta$ , для перпендикулярных рамановских пучков	Доплеровский предел (Тепловое распределение)	Начальное $\bar{n}$
$2\pi \times 1$ МГц	0.44	1 мК	20.42

Выражение (2) определяет населённости колебательных уровней после одного акта охлаждения, с отстройкой  $\delta = -\omega_m$  и длительностью РИ  $t$ . Аналогичное выражение верно и для отстройки  $\delta = -2\omega_m$  с заменой  $1 \rightarrow 2$ . Здесь мы пренебрегаем всеми процессами нагрева и рассматриваем охлаждение в “идеальном” случае.

После первого шага охлаждения полученные населённости можно опять подставить в выражение (2) и т.д.

Для каждого шага выбирается отстройка  $\delta$  и время  $t$ , задача оптимизации состоит в том, чтобы получить  $\bar{n} = \sum P_n n$ , близкое к нулю после охлаждения за минимальное

Рис. 2: Зависимость  $\bar{n}$  от номера импульса.

время, подобрав некоторый набор отстроек и длительностей. Полный перебор оказывается достаточно сложной задачей, поэтому применяют ряд оптимизационных стратегий, таких как чередование актов с охлаждением с одной и с другой отстройкой, с фиксированной длительностью или с переменной. Применяют также последовательность  $\pi$ -импульсов (таких, что  $\Omega_{n,n-l}t = \pi$ ) и др. Для параметров нашей установки (табл. 1) с целью уменьшения погрешности, учитывались 400 колебательных уровней. За основу взята стратегия  $25 \times 2 + 15 \times 1$  [15] (т.е. 25 актов с отстройкой  $-2\omega_m$  и 15 актов с отстройкой  $-\omega_m$ ), эта последовательность повторялась 3 раза. Для каждой из серий  $25 \times 2$  или  $15 \times 1$ , повторяемых три раза, выбиралось своё время импульсов  $t$ , такое, что  $\Omega_{n,n-l}t = \pi$  для некоторого  $n$ , затем подбором этих 6 длительностей найден локальный минимум  $\bar{n}$  как функции от этих длительностей. Затем варьировалась точка переключения между отстройками, т.е. цикл охлаждения представляет следующую последовательность:  $(25+d_1) \times 2 + (15-d_1) \times 1$ ,  $(25+d_2) \times 2 + (15-d_2) \times 1$ ,  $(25+d_3) \times 2 + (15-d_3) \times 1$ . Находился оптимальный набор  $(d_1, d_2, d_3)$ , после этого набор длительностей варьировался около предыдущего локального минимума для оптимизации, процедура проводилась несколько раз до тех пор, пока оптимальный набор  $(d_1, d_2, d_3)$  не стал  $(0, 0, 0)$ . В итоге за 120 импульсов достигнуто основное колебательное состояние с  $\bar{n} = 0.05$  и населённостью основного уровня 99.8%. Для частоты  $\Omega_0 = 150$  кГц охлаждение занимает около 1.5 мс, без учёта времени перекачки. Если учесть характерное время накачки порядка

10 мкс, суммарное время охлаждения будет около 3 мс. Окончательный набор параметров указан в табл. 2, конечное распределение и зависимость  $\bar{n}$  от номера импульса приведены на рис. 2 и 3.

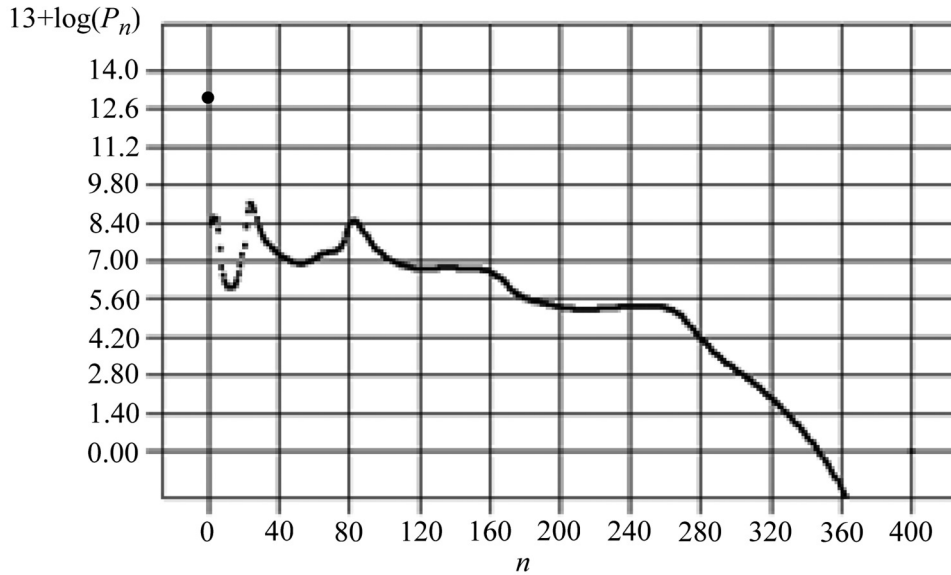


Рис. 3: Зависимость конечной населённости колебательных уровней от  $n$ .

Т а б л и ц а 2

Оптимизированная стратегия охлаждения иона  $^{25}\text{Mg}^+$  с температуры доплеровского предела до основного колебательного состояния

Отстройка	$-2\omega_m$	$-\omega_m$	$-2\omega_m$	$-\omega_m$	$-2\omega_m$	$-\omega_m$
$n$ , где $\Omega_{n,n-t} = \pi$	26	13	25	12	23	11
Кол-во импульсов	23	17	25	15	25	15

Также было выполнено сравнение предложенной стратегии с другими. Примечательно, что если для каждого из 120 актов выбирать длительность и отстройку, исходя из минимума  $\bar{n}$  после каждого шага в диапазоне длительностей от 0 до 30 мкс (для сравнения характерные времена в выбранной стратегии 10–15 мкс), то может быть достигнуто лишь  $\bar{n} \approx 0.6$ . Соответственно, наиболее прямолинейный подход не является оптимальным. Ещё одна стратегия, в которой длительности импульса  $t_i$  выбираются, исходя из условия  $t_i = \pi / \Omega_{n_0-i, n_0-i-1}$ , где  $n_0$  – номер наибольшего колебательного уровня, заселенность которого в начальный момент времени все ещё заметно отлична от нуля, а  $i$  – номер импульса, также является одной из наиболее интуитивных, так как

по сути представляет собой сначала перенос всей населенности с уровня  $n_0$  на уровень ниже, оставляя его пустым, затем перенос вниз всей населенности с уровня  $n_0 - 1$  вниз и так далее вплоть до основного колебательного состояния. Данная стратегия также оказывается невыгодной, так как занимает время в десятки раз больше из-за больших длительностей  $\pi$ -импульсов для некоторых  $n$ .

*Заключение.* В работе выполнены расчеты рамановского охлаждения ионов  $^{25}\text{Mg}^+$  в линейной ловушке Пауля. Были исследованы различные стратегии охлаждения. Результаты вычислений показали, что наиболее оптимальной стратегией являются серии импульсов с постоянными отстройками и длительностями, позволяющие достичь значения среднего числа заполнения  $\bar{n} = 0.05$  за 3 мс при условии пренебрежения нагревом. Соответственно, подобраны оптимальные параметры охлаждения, которые планируется реализовать в эксперименте.

Работа выполнена за счет гранта РНФ № 19-12-00274.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. P. Feynman, Int. J. Theor. Phys. **21**, 467 (1982).
- [2] D. Loss, D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. **57**(1), 120 (1998).
- [3] J. I. Cirac, P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **74**(20), 4091 (1995).
- [4] A. Blais, A. M. Zagoskin, Phys. Rev. A **61**(4), 042308 (2000).
- [5] L. K. Grover, Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing, Philadelphia, PA, USA, 1996 (ACM, New York, 1996), p. 212-219, <https://dl.acm.org/proceedings.cfm>.
- [6] P. W. Shor, Proceedings of 35th Annual Symposium of Computer Science, Santa Fe, NM, USA, 1994, p. 124-134, <https://ieeexplore.ieee.org/Xplore/home.jsp>.
- [7] J. R. Petta, Science **309**(5744), 2180 (2005).
- [8] J. P. Gaebler, Phys. Rev. Lett. **117**(6), 060505 (2016).
- [9] H. Paik, Phys. Rev. Lett. **107**(24), 240501 (2011).
- [10] S. Debnath, Nature **536**(7614), 63 (2016).
- [11] A. Sørensen, K. Mølmer, Phys. Rev. Lett. **82**(9), 1971 (1999).
- [12] C. Monroe, Phys. Rev. Lett. **75**(22), 4011 (1995).
- [13] F. Diedrich, Phys. Rev. Lett. **62**(4), 403 (1989).
- [14] C. F. Roos, D. Leibfried, Phys. Rev. Lett. **85**, 5547 (2000).

- [15] B. Hemmerling, Appl. Phys. B **104**(3), 583 (2011).
- [16] D. Leibfried, Rev. Mod. Phys. **75**(1), 281 (2003).
- [17] H. Che, Phys. Rev. A **96**(1), 013417 (2017).

Поступила в редакцию 18 января 2019 г.

После доработки 4 апреля 2019 г.

Принята к публикации 4 апреля 2019 г.

*Публикуется по результатам XVI Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции по оптике и лазерной физике (Самара).*