

## ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ\*

УДК 539.184 539.186

КВАНТОВЫЕ КОМПЬЮТЕРЫ  
НА ОСНОВЕ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ© И. И. Бетеров<sup>1,2,3</sup><sup>1</sup>*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13*<sup>2</sup>*Новосибирский государственный технический университет,  
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20*<sup>3</sup>*Новосибирский государственный университет,  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1**E-mail: beterov@isp.nsc.ru*

Дан краткий обзор современных достижений в квантовой информатике. Преимущества квантовых компьютеров показаны на примере простейших квантовых алгоритмов. Рассматривается применение ультрахолодных атомов для реализации квантовых процессоров.

*Ключевые слова:* квантовая информатика, кубиты, одиночные атомы, оптические ловушки.

DOI: 10.15372/AUT20200401

**Введение.** В последние годы продемонстрирован значительный прогресс в развитии квантовых вычислений. В 2019 г. было показано так называемое квантовое превосходство — возможность решения с помощью квантового процессора Google математической задачи, для которой классическому суперкомпьютеру потребовалось бы более 10000 лет [1]. Компания IBM предоставляет облачный доступ к сверхпроводящему квантовому процессору, что сделало возможным участие более 80000 исследователей, включая аспирантов и студентов, в экспериментах на одной из сложнейших современных физических установок [2].

Идея квантового компьютера была сформулирована в [3], а популярность приобрела после выхода работы [4]. Алгоритм факторизации больших чисел предложен в [5], и стал рассматриваться как наиболее важное практическое применение квантового компьютера. Это связано с тем, что невозможность эффективной факторизации больших чисел используется в современных алгоритмах шифрования с открытым ключом. Другие возможные приложения квантовых компьютеров включают моделирование сложных физических систем, решение задач квантовой химии, поиск глобальных минимумов в оптимизационных задачах, а также реализацию новых методов машинного обучения. Математически действие квантового компьютера описывается как унитарное преобразование вектора, описывающего состояние многочастичной квантовой системы [6].

Данная работа представляет краткий обзор основных принципов квантовой информатики, подходов к физической реализации квантового компьютера и особенностей квантовых процессоров на основе ультрахолодных нейтральных атомов.

\*Статьи данного раздела посвящены юбилею кафедры «Оптические информационные технологии» Новосибирского государственного технического университета.

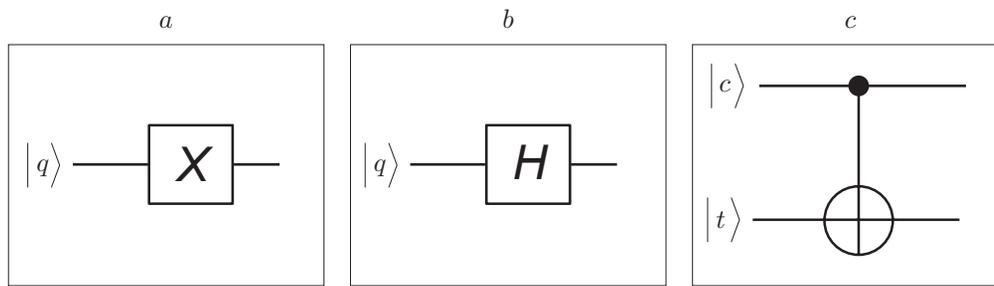


Рис. 1. Элементарные логические операции: *a* — однокубитовый вентиль  $X$  (NOT); *b* — однокубитовый вентиль Адамара; *c* — двухкубитовый вентиль CNOT

**Квантовые биты, квантовые вентили и квантовые алгоритмы.** Основой квантового компьютера является квантовый регистр, состоящий из квантовых битов (кубитов) — двухуровневых квантовых систем [6]. Два ортонормированных базисных состояния кубита рассматриваются в качестве логического нуля и единицы. Как правило, в качестве таких состояний выбираются хорошо различимые состояния физической системы, например соответствующие различным значениям энергии. Соответственно удобно их обозначить как  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ . Используется также векторная система обозначений  $|0\rangle = (1, 0)^\top$  и  $|1\rangle = (0, 1)^\top$ .

В отличие от классического бита квантовый бит может находиться в суперпозиции состояний  $a|0\rangle + b|1\rangle$ , где  $a$  и  $b$  — комплексные коэффициенты. Следовательно, квантовый регистр, состоящий из  $n$  кубитов, может находиться в суперпозиции  $2^n$  ортонормированных базисных состояний. Этим обусловлены преимущества квантового компьютера, связанные с квантовым параллелизмом — возможностью проводить преобразования над всеми состояниями регистра одновременно.

Преобразования состояний кубитов называются квантовыми вентилями. Как правило, рассматриваются преобразования состояния одного кубита (однокубитовый вентиль) или двух кубитов (двухкубитовый вентиль). На рис. 1 приведены схемы наиболее распространённых однокубитовых и двухкубитовых вентиляей. Горизонтальная линия обозначает состояние кубита. Действие вентиля  $X$ , изображённого на рис. 1, *a*, описывается матрицей Паули  $\sigma_X$ , умноженной на вектор состояния кубита. Таким образом, вентиль  $X$  описывает преобразование  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ ,  $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ , что эквивалентно классическому вентилю «Не». Преобразование произвольной квантовой суперпозиции выглядит следующим образом:  $a|0\rangle + b|1\rangle \rightarrow a|1\rangle + b|0\rangle$ .

Вентиль Адамара, приведённый на рис. 1, *b*, не имеет классического аналога. Этот вентиль создаёт квантовые суперпозиции в соответствии с правилами  $|0\rangle \rightarrow (|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$  и  $|1\rangle \rightarrow (|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}$ . Его действие может быть описано матрицей Адамара

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Для реализации произвольного квантового алгоритма необходимо помимо однокубитовых вентиляей уметь выполнять и двухкубитовые вентили, например *CNOT*, изображённый на рис. 1, *c*. Этот вентиль аналогичен операции «Исключающее ИЛИ». При его выполнении состояние контролируемого кубита  $|t\rangle$  инвертируется в том случае, если контролирующий кубит  $|c\rangle$  находился в состоянии  $|1\rangle$ . Контроль обозначается закрашенным кругом на рис. 1, *c*, а перечёркнутая окружность означает контролируемую инверсию

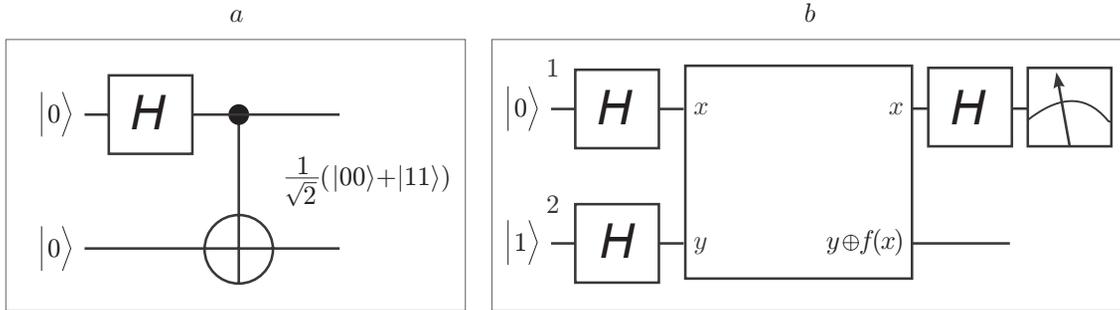


Рис. 2. Простейшие квантовые алгоритмы: *a* — схема генерации перепутанного состояния двух кубитов; *b* — схема квантового алгоритма Дойча

Таблица 1

Функции одного бита

Функция	Входные значения		Выходные значения		Класс функции
$f_1$	0	1	0	0	константа
$f_2$	0	1	1	1	константа
$f_3$	0	1	0	1	сбалансированная
$f_4$	0	1	1	0	сбалансированная

состояния. Состояние системы из двух кубитов преобразуется по правилам  $|00\rangle \rightarrow |00\rangle$ ,  $|01\rangle \rightarrow |01\rangle$ ,  $|10\rangle \rightarrow |11\rangle$ ,  $|11\rangle \rightarrow |10\rangle$ . Матрица такого преобразования имеет вид

$$\text{CNOT} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

и описывает преобразование четырёхмерных векторов состояний системы из двух кубитов.

Интересная особенность вентиля CNOT заключается в том, что с его помощью можно создать перепутанные состояния системы из двух кубитов. Схема их генерации приведена на рис. 2, *a*. Первоначально система из двух кубитов находится в состоянии  $|00\rangle$ . После выполнения вентиля Адамара и вентиля CNOT конечное состояние системы описывается выражением  $(|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$ . Такое состояние невозможно представить в виде произведения состояний отдельных кубитов, поэтому оно называется перепутанным, или ЭПР-состоянием, по имени впервые рассмотревших его Эйнштейна, Подольского и Розена [7].

Продемонстрировать преимущество квантового параллелизма для решения вычислительных задач можно на примере простейшего алгоритма Дойча [8]. Рассмотрим произвольную функцию одного бита. Всего возможно четыре такие функции, как показано в табл. 1. Две из них являются константами, а две — сбалансированными, выдающими на выходе как ноль, так и единицу. Задача состоит в определении класса, к которому относится функция, реализуемая некоторым устройством, рассматриваемым как «чёрный ящик», или, как принято в квантовой информатике, «оракул».

С помощью классического компьютера необходимо дважды провести операцию над входным битом (сначала с нулём, а затем с единицей) и сравнить полученные значения с табл. 1. С помощью квантового компьютера эта задача решается в один шаг. Для этого потребуется квантовое устройство (оракул), выполняющее операцию сложения по модулю два состояний двух битов:  $y \oplus f(x)$ , изображённое квадратом в центре на рис. 2, *b*.

Рассмотрим по отдельности действие оракула, на первом входе которого находится кубит (1) в состоянии  $|x\rangle$ , а на втором (2) — в состоянии  $(|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}$ , которое получается после выполнения вентиля Адамара со вторым кубитом, приготовленным в состоянии  $|1\rangle$  (см. рис. 2, *b*). Это состояние описывается выражением

$$|x\rangle (|0 \oplus f(x)\rangle - |1 \oplus f(x)\rangle)/\sqrt{2}. \quad (3)$$

Возможны два конечных состояния на выходе оракула:

$$f(x) = 0 \Rightarrow |x\rangle(|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}; \quad f(x) = 1 \Rightarrow |x\rangle(|1\rangle - |0\rangle)/\sqrt{2}. \quad (4)$$

Их можно записать единым образом как  $(-1)^{f(x)}|x\rangle(|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}$ . Тогда, если на первом входе оракула состояние кубита является квантовой суперпозицией  $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ , которая получается после выполнения вентиля Адамара с первым кубитом, приготовленным в состоянии  $|0\rangle$  (см. рис. 2, *b*), на выходе будем иметь состояние всей системы:

$$[(-1)^{f(0)}|0\rangle + (-1)^{f(1)}|1\rangle](|0\rangle - |1\rangle)/2. \quad (5)$$

Если  $f(0) = f(1)$ , то первый кубит находится в состоянии  $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ . После выполнения вентиля Адамара он окажется в состоянии  $|0\rangle$ . Это означает, что в результате измерения его состояния, которое обозначено стрелкой прибора на рис. 2, *b*, будет получено значение «0».

Если  $f(0) \neq f(1)$ , то первый кубит находится в состоянии  $(|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}$  с точностью до общего знака волновой функции. После выполнения вентиля Адамара он окажется в состоянии  $|1\rangle$ . В результате измерения его состояния, которое обозначено стрелкой прибора на рис. 2, *b*, будет получено значение «1». Таким образом, в результате одного измерения можно определить, к какому классу относится исследуемая функция. Алгоритм Дойча демонстрирует превосходство квантового параллелизма и может быть легко обобщён на системы большей размерности, где преимущество будет расти экспоненциально с числом кубитов.

В настоящее время разработан целый ряд квантовых алгоритмов, основанных на квантовом преобразовании Фурье, которое является аналогом классического дискретного преобразования Фурье [6]. В частности, к ним относятся решения задачи факторизации (алгоритм Шора) и алгоритм поиска собственного значения унитарного оператора, что важно для задач квантовой химии. Другой распространённый класс квантовых алгоритмов — это алгоритмы поиска в неупорядоченной базе данных. Один из примеров простейших квантовых алгоритмов — расчёт энергии молекулы водорода. Схема такого алгоритма с использованием ультрахолодных нейтральных атомов предложена в работе [9].

**Физические системы для реализации квантовых вычислений.** Практически любая квантовая система может рассматриваться как платформа для реализации квантовых вычислений. В [10] сформулированы критерии, которым должна удовлетворять физическая система для создания квантового компьютера:

1. Квантовый регистр должен состоять из множества двухуровневых квантовых систем: квантовых битов или кубитов. Отдельные кубиты должны быть различимы, и состояние каждого из них должно быть управляемо извне. Это требует индивидуальной адресации к отдельным кубитам. Не должно происходить самопроизвольных переходов на какой-либо другой квантовый уровень. Важно, чтобы количество кубитов можно было сделать достаточно большим (порядка  $10^3$ – $10^6$ ).

2. Перед началом квантовых вычислений нужно провести инициализацию квантового регистра — перевести, например, все кубиты регистра в состояние  $|0\rangle$ . Это означает,

что в физических системах, используемых в качестве кубитов, должны быть возможны диссипативные процессы, «стирающие» исходное состояние системы.

3. Состояния кубитов не должны разрушаться в течение длительного времени, хотя бы в  $10^4$  раз превышающего время отдельной квантовой операции.

4. Требуется выполнять как однокубитовые, так и двухкубитовые квантовые вентили (например, вентиль CNOT).

5. Необходимо точно измерять состояния квантовой системы. Как правило, после выполнения квантового алгоритма эти состояния являются классическими, а не суперпозиционными. Иллюстрацией здесь может быть вышерассмотренный алгоритм Дойча.

Наибольший прогресс в настоящее время достигнут при использовании сверхпроводящих кубитов на основе переходов Джозефсона [1]. Такие кубиты требуют криогенных температур. Для создания кубитов применяются методы современной микроэлектроники (литография и т. д.). Компания IBM разработала квантовый процессор из 53 кубитов и предоставила облачный доступ к 5-кубитовым и 16-кубитовым процессорам [2]. Основные усилия исследователей из IBM нацелены на увеличение точности двухкубитовых вентилях. Аналогичный подход использует компания Google, объявившая о достижении квантового превосходства с использованием квантового процессора с 54 кубитами [1]. В то же время до сих пор точность квантовых вентилях на основе сверхпроводящих кубитов остаётся недостаточно высокой. Наилучшие результаты для точности двухкубитовых вентилях, продемонстрированных компанией Google, достигают 99,66 % [11]. Более того, характеристики различных кубитов и различных пар кубитов в таких процессорах могут существенно отличаться. В связи с этим сохраняется интерес к альтернативным физическим системам. Наибольшая точность двухкубитовых вентилях (ошибка не превышает  $10^{-3}$ ) достигнута в экспериментах с ультрахолодными ионами [12]. Как правило, эксперименты проводятся с колеблющимися цепочками ионов. Методы захвата и лазерного охлаждения ионов хорошо развиты. Заряженные частицы могут удерживаться в ловушках в течение длительного времени (часы или дни). Наиболее существенным ограничением в развитии квантовых процессоров на основе ультрахолодных ионов является их масштабирование. С увеличением размерности цепочки захваченных ионов в ловушке существенно затрудняется контроль за колебательными состояниями цепочки ионов.

К интересным системам реализации квантовых вычислений относятся также азотные вакансии в алмазах (твёрдотельная система, не требующая криогенного окружения), квантовые точки, фотоны (линейные оптические квантовые компьютеры) и ультрахолодные нейтральные атомы [6].

**Ультрахолодные атомы для реализации квантовых вычислений.** Идея использовать ультрахолодные нейтральные атомы для создания квантового компьютера предложена в работе [13]. Квантовый регистр представляет собой массив оптических дипольных ловушек [14, 15], в каждой из которых находится по одному атому, как показано на рис. 3, а. Атомы щелочных металлов предварительно охлаждаются в магнитооптической ловушке до температур менее 100 мкК (при необходимости используются дополнительные методы лазерного охлаждения в оптической палочке), а затем захватываются в массив оптических дипольных ловушек, образованный нерезонансным лазерным пучком, сфокусированным в регулярный массив фокусных пятен. Такие массивы, как правило, формируются средствами дифракционной оптики. Для этого могут быть использованы пространственные генераторы света, позволяющие создавать произвольную пространственную конфигурацию массива [16]. Менее распространённые альтернативы — массивы микролинз [17] или массивы микрзеркал [18]. Для оптической диагностики атомов в дипольных ловушках используется резонансная флуоресценция, индуцированная излучением охлаждающих лазеров. Для получения изображений массивов применяются высокочувствительные EMCCD- или sCMOS-видеокамеры [19].

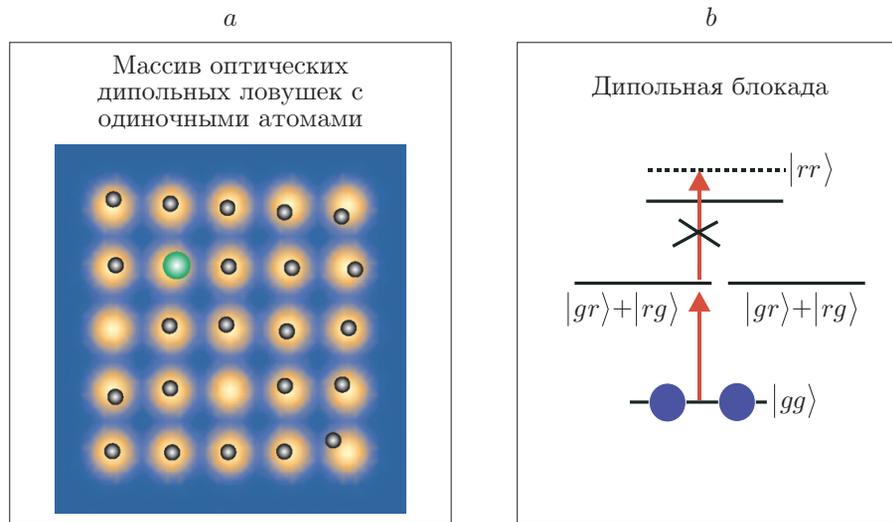


Рис. 3. Квантовый процессор на основе холодных атомов: *a* — массив дипольных ловушек с одиночными атомами (массив содержит дефекты, один из атомов возбуждён в ридберговское состояние); *b* — эффект дипольной блокады на примере двух атомов

Отдельная задача — получение массива, в котором отсутствовали бы дефекты (дипольные ловушки, не содержащие атомов или содержащие более одного атома). При загрузке атомов в микроскопические дипольные ловушки с радиусом пучка в перетяжке около 1 мкм наблюдается эффект столкновительной блокады [20], когда захват более одного атома оказывается невозможен из-за потерь атомов, связанных с их столкновениями внутри ловушки. В результате в таком режиме достигается загрузка в каждую ловушку одного атома с вероятностью 50 %. С помощью отдельного оптического пинцета, перемещаемого акустооптическими дефлекторами, можно перенести атомы из заполненных дипольных ловушек в пустые и сформировать регулярный массив, не содержащий дефектов [21, 22]. Размерность массивов определяется только мощностью лазерного излучения, необходимой для эффективного захвата атомов. В настоящее время типичное число атомов в массиве превышает 100 [23] и может быть, в принципе, увеличено до  $10^4$ – $10^6$ .

В качестве логических состояний кубита используются долгоживущие сверхтонкие подуровни основного состояния атомов щелочных металлов, чаще всего рубидия или цезия [24–27]. Переходы между сверхтонкими подуровнями основного состояния могут происходить под действием микроволнового излучения, индуцирующего магнитодипольные переходы, или под действием излучения двух рамановских лазеров, отстроенных от резонанса с промежуточным возбуждённым состоянием на несколько ГГц [24]. Для инициализации регистра используется оптическая накачка на заданный магнитный подуровень основного состояния. Регистрация квантовых состояний производится с помощью отдельного лазера, механически выдавливающего атомы, находящиеся на заданном сверхтонком подуровне. Это позволяет отличить находившиеся на определённом сверхтонком подуровне атомы при их последующей оптической регистрации [24–26].

Наиболее трудная задача — выполнение точных двухкубитовых вентилях [28]. Для этого атомы кратковременно возбуждаются в ридберговские (высоковозбуждённые) [29] состояния. Атомы в таких состояниях взаимодействуют друг с другом на расстояниях в несколько микрон. Наблюдается эффект дипольной блокады, схематически изображённый на рис. 3, *b* [30]. Рассмотрим коллективное состояние двух атомов, находящихся в близко расположенных оптических дипольных ловушках. При взаимодействии с лазерным излу-

чением оба атома должны из коллективного основного состояния  $|gg\rangle$  возбудиться в ридберговское состояние  $|rr\rangle$  через промежуточное симметричное состояние  $(|rg\rangle + |gr\rangle)/\sqrt{2}$ . Если атомы находятся близко друг к другу, их диполь-дипольное взаимодействие приводит к сдвигу коллективного уровня  $|rr\rangle$  и выводит из резонанса с лазерным излучением соответствующий переход. В результате одновременное возбуждение двух близко расположенных ридберговских атомов невозможно. Этот эффект позволяет реализовать целый ряд схем двухкубитовых вентиляей. Например, в схеме вентиля CNOT возбуждение контролирующего атома в ридберговское состояние не позволяет последовательности лазерных импульсов инвертировать состояние контролируемого кубита [28].

Несмотря на то что теоретические модели предсказывают высокую точность двухкубитовых вентиляей с нейтральными атомами, наилучшие значения точности не превышают 97 % для симметричных вентиляей (без индивидуальной адресации к каждому атому) [31] и 90 % для вентиляей CNOT с индивидуальной адресацией [23]. Повышение точности двухкубитовых вентиляей является основной проблемой в реализации квантовых вычислений с нейтральными атомами. В Институте физики полупроводников СО РАН ведутся работы по реализации квантовых вентиляей с использованием ультрахолодных атомов рубидия в оптических дипольных ловушках [32]. Разработан целый ряд предложений по повышению точности квантовых вентиляей [33–40].

**Заключение.** В последние годы достигнут значительный прогресс в реализации квантовых компьютеров. Несмотря на то что целый ряд научных и технических проблем должен быть решён, прежде чем практическое применение квантовых компьютеров станет возможным, существующие уже сейчас квантовые процессоры позволяют получать важные научные результаты. Самыми перспективными физическими платформами для реализации квантовых вычислений в настоящее время считаются сверхпроводящие кубиты и ультрахолодные ионы. В то же время альтернативные физические системы, включающие ультрахолодные нейтральные атомы, обладают большим потенциалом.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-52-15010) [обзор принципов квантовых вычислений] и Российского научного фонда (грант № 18-12-00313) [обзор физических платформ для реализации квантовых компьютеров].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Arute F., Arya K., Babbush R. et al.** Quantum supremacy using a programmable superconducting processor // *Nature*. 2019. **574**. P. 505–510.
2. **IBM Quantum Experience.** URL: <https://www.ibm.com/quantum-computing/> (дата обращения: 29.06.2020).
3. **Манин Ю. И.** Вычислимое и невычислимое. М.: Советское радио, 1980. 128 с.
4. **Feynman R. P.** Simulating physics with computers // *Int. Journ. Theor. Phys.* 1982. **21**, N 6. P. 467.
5. **Shor P. W.** Algorithms for quantum computation: Discrete logarithms and factoring // *Proc. of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science (SFCS' 94)*. Washington: IEEE Computer Society, 1994. P. 124.
6. **Нильсен М., Чанг И.** Квантовые вычисления и квантовая информация. М.: Мир, 2006. 824 с.
7. **Einstein A., Podolsky B., Rosen N.** Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? // *Phys. Rev.* 1935. **47**, N 10. P. 777–780.
8. **Deutsch D.** Quantum theory, the Church–Turing principle and the universal quantum computer // *Proc. R. Soc. Lond. A.* 1985. **400**, N 1818. P. 97–117.

9. **Ашкарин И. Н., Бетеров И. И., Третьяков Д. Б. и др.** Схема квантового симулятора молекулы водорода на основе двух ультрахолодных атомов рубидия // Квантовая электроника. 2019. **49**, № 5. С. 449–454.
10. **DiVincenzo D. P.** Quantum computation // Science. 1995. **270**, N 5234. P. 255–261.
11. **Barends R., Quintana C. M., Petukhov A. G. et al.** Diabatic gates for frequency-tunable superconducting qubits // Phys. Rev. Lett. 2019. **123**, N 21. P. 210501.
12. **Gaebler J. P., Tan T. R., Lin Y. et al.** High-fidelity universal gate set for  $9\text{Be}^+$  Ion qubits // Phys. Rev. Lett. 2016. **117**, N 6. P. 060505.
13. **Jaksh D., Cirac J. I., Zoller P. et al.** Fast quantum gates for neutral atoms // Phys. Rev. Lett. 2000. **85**, N 10. P. 2208–2211.
14. **Chu S., Bjorkholm J. E., Ashkin A., Cable A.** Experimental observation of optically trapped atoms // Phys. Rev. Lett. 1986. **57**, N 3. P. 314–317.
15. **Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Yu. B.** Optical dipole traps for neutral atoms // Adv. At. Mol. Opt. Phys. 2000. **42**. P. 95–170.
16. **Nogrette F., Labuhn H., Ravets S. et al.** Single-atom trapping in holographic 2D arrays of microtraps with arbitrary geometries // Phys. Rev. X. 2014. **4**, N 2. P. 021034.
17. **Schlosser M., Tichelmann S., Kruse J., Birkel G.** Scalable architecture for quantum information processing with atoms in optical micro-structures // Quant. Information Process. 2011. **10**. P. 907–924.
18. **Wang Y., Shevate S., Wintermantel T. M. et al.** Preparation of hundreds of microscopic atomic ensembles in optical tweezer arrays // Quant. Information. 2000. **6**. P. 54.
19. **Picken C. J., Legaie R., Pritchard J. D.** Single atom imaging with an sCMOS camera // Appl. Phys. Lett. 2017. **111**, N 16. P. 164102.
20. **Schlosser N., Reymond G., Grangier P.** Collisional blockade in microscopic optical dipole traps // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**, N 2. P. 023005.
21. **Barredo D. S., de Leseleuc S., Lienhard V. et al.** An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary 2d atomic arrays // Science. 2016. **354**, N 6315. P. 1021–1023.
22. **Samoylenko S. R., Lisitsin A. V., Schepanovich D. et al.** Single atom movement with dynamic holographic optical tweezers // Las. Phys. Lett. 2020. **17**, N 2. P. 025203.
23. **Graham T. M., Kwon M., Grinkemeyer B. et al.** Rydberg-mediated entanglement in a two-dimensional neutral atom qubit array // Phys. Rev. Lett. 2019. **123**, N 23. P. 230501.
24. **Saffman M., Walker T. G., Mølmer K.** Quantum information with Rydberg atoms // Rev. Mod. Phys. 2010. **82**, N 3. P. 2313–2363.
25. **Saffman M.** Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions: progress and challenges // Journ. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2016. **49**. P. 202001.
26. **Henriet L., Beguin L., Signoles A. et al.** Quantum computing with neutral atoms // Quant. Phys. Cornell Univers., 2020. URL: <https://arxiv.org/abs/2006.12326> (дата обращения: 29.06.2020).
27. **Рябцев И. И., Бетеров И. И., Третьяков Д. Б. и др.** Спектроскопия холодных ридберговских атомов рубидия для применений в квантовой информатике // УФН. 2016. **182**, № 2. С. 206–219.
28. **Isenhower L., Urban E., Zhang X. L. et al.** Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate // Phys. Rev. Lett. 2010. **104**, N 1. P. 010503.
29. **Gallagher T. F.** Rydberg Atoms. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. P. 512.
30. **Lukin M. D., Fleischhauer M., Cote R. et al.** Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**, N 3. P. 03790.

31. Levine H., Keesling A., Semeghini G. et al. Parallel implementation of high-fidelity multiqubit gates with neutral atoms // Phys. Rev. Lett. 2019. **123**, N 17. P. 170503.
32. Бетеров И. И., Якшина Е. А., Третьяков Д. Б. и др. Захват и регистрация одиночных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке с использованием длиннофокусного объектива // Квантовая электроника. 2020. **50**, № 6. С. 543–550.
33. Beterov I. I., Saffman M., Yakshina E. A. et al. Two-qubit gates using adiabatic passage of the Stark-tuned Förster resonances in Rydberg atoms // Phys. Rev. A. 2016. **94**, N 6. P. 062307.
34. Beterov I. I., Hamzina G. N., Yakshina E. A. et al. Adiabatic passage of radio-frequency-assisted Förster resonances in Rydberg atoms for two-qubit gates and the generation of Bell states // Phys. Rev. A. 2018. **97**, N 3. P. 032701.
35. Бетеров И. И., Хамзина Г. Н., Третьяков Д. Б. и др. Резонансное диполь-дипольное взаимодействие ридберговских атомов для реализации квантовых вычислений // Квантовая электроника. 2018. **48**, № 5. С. 453–459.
36. Beterov I. I., Saffman M., Yakshina E. A. et al. Quantum gates in mesoscopic atomic ensembles based on adiabatic passage and Rydberg blockade // Phys. Rev. A. 2013. **88**, N 1. P. 010303.
37. Beterov I. I., Saffman M., Zhukov V. P. et al. Coherent control of mesoscopic atomic ensembles for quantum information // Laser Phys. 2014. **24**, N 7. P. 074013.
38. Tretyakov D. B., Beterov I. I., Yakshina E. A. et al. Observation of the Borromean three-body Förster resonances for three interacting Rb Rydberg atoms // Phys. Rev. Lett. 2017. **119**, N 17. P. 173402.
39. Beterov I. I., Saffman M., Yakshina E. A. et al. Simulated quantum process tomography of quantum gates with Rydberg superatoms // Journ. Phys. B. 2016. **49**. P. 114007.
40. Beterov I. I., Ashkarin I. N., Yakshina E. A. et al. Fast three-qubit Toffoli quantum gate based on three-body Förster resonances in Rydberg atoms // Phys. Rev. A. 2018. **98**, N 14. P. 042704.

*Поступила в редакцию 29.06.2020*

*После доработки 31.07.2020*

*Принята к публикации 03.08.2020*

---