

УДК 537.61

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫСОКОСПИНОВЫХ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЯХ

А. К. Звездин, Д. И. Плохов<sup>1</sup>

*В работе обсуждается возможность использования высокоспиновых магнитных наночастиц (молекул, нанокластеров или ионов), обладающих симметрией кристаллического поля типа легкая плоскость, в качестве кубитов при организации квантовых вычислений. Путем приложения внешнего магнитного поля можно управлять состояниями кубитов при инициализации и при выполнении логических операций. Измерять состояния кубитов предполагается с помощью сверхпроводящих токовых петель.*

Алгоритмы обработки информации, опирающиеся на законы квантовой, а не классической физики, позволят решить многие вычислительные задачи, непосильные для "обычных" классических компьютеров, построенных на транзисторных схемах, обладающих нелинейными зависимостями между входными и выходными напряжениями. Для таких классических схем существует два состояния, заметно отличающихся друг от друга своими характеристиками, например, величиной тока или напряжения. Эти состояния реализуют логический ноль (соответствующий, например, отсутствию тока) и логическую единицу (наличие тока). В квантовых компьютерах информация хранится в кубитах, двухуровневых квантовых системах. Состоянию  $|\psi_0\rangle$  с энергией  $E_0$  можно придать значение логического нуля  $|0\rangle$ , а состоянию  $|\psi_1\rangle$  с энергией  $E_1 > E_0$  – значение логической единицы  $|1\rangle$ . Кубит, по сравнению с классической ячейкой хранения информации, обладает новым свойством: он может находиться в состоянии  $|\psi\rangle = c_0|0\rangle + c_1|1\rangle$ ,

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова.

где  $c_0$  и  $c_1$  – любые комплексные числа, подчиненные соотношению  $|c_0|^2 + |c_1|^2 = 1$ . Другой отличительной особенностью квантовых вычислений является квантовый параллелизм, проявляющийся, например, в том, что в ходе одного шага вычислений можно найти значения искомой функции  $f(x)$  одновременно при  $2^N$  ( $N$  – количество используемых кубитов) значениях аргумента, что, очевидно, экспоненциально ускоряет выполнение вычислительных алгоритмов [1].

В последние годы предложен ряд квантовых двухуровневых систем, которые могли бы стать физической реализацией кубита: ионы и молекулы в электромагнитных ловушках [2], переходы Джозефсона [3], ядерные спины в жидкостях [4], ядерные спины атомов  $^{31}\text{P}$  в кристаллическом кремнии [5], спины электронов в квантовых точках, созданных в двумерном электронном газе в гетероструктурах  $\text{GaAs}$  [6], квантовые системы Холла [7], электроны в сверхтекучем гелии [8], высокоспиновые магнитные кластеры и частицы [9], фуллерены [10], спиновые антиферромагнитные кластеры, образованные нечетным числом спинов [11] и др.

В монографии [12] дается подробный анализ общих принципов построения и работы квантового компьютера, а также обсуждаются возможности использования некоторых из вышеперечисленных систем в качестве кубитов.

Каждый кандидат на роль кубита должен удовлетворить определенному набору общепринятых требований, так называемых пяти критериев ди Винченцо (DiVincenzo checklist), предъявляемых к нему [13]. Сводятся эти требования к следующему. Во-первых, должна иметься возможность создания систем многих контролируемых кубитов, каждый из которых обладает двумя дискретными энергетическими уровнями. Во-вторых, должна иметься возможность приготовления кубитов компьютера в основном состоянии (инициализация). В-третьих, должна иметься возможность преодоления эффектов потерь квантовой когерентности (декогерентизации). В-четвертых, должна иметься возможность реализации логических элементов (вентилей), достаточных для выполнения произвольной логической операции. И, наконец, в-пятых, должна иметься возможность надежного измерения состояния кубитов по окончании вычислительного процесса.

Все вышеперечисленные системы [2 – 11] в той или иной степени удовлетворяют указанным требованиям, однако "идеальный" кубит пока не найден. Поэтому проблема поиска систем, пригодных для создания квантового компьютера, остается актуальной. Отметим, что в твердотельных реализациях кубитов наибольшие трудности, как правило, вызывает последнее, пятое, требование ди Винченцо.

В настоящей работе предлагается использовать в качестве кубита высокоспиновую магнитную наночастицу (молекулу, нанокластер или ион). Будем для краткости такие объекты называть магнитными частицами, или просто частицами. Их использование имеет ряд преимуществ. В настоящее время существуют освоенные технологии создания магнитных наночастиц, обладающих достаточно большим спином ( $S \sim 10 \dots 100$ ), которым легче управлять, нежели малыми спинами традиционных частиц [14]. Кроме того, магнитные частицы могут обладать значительной магнитной анизотропией, в силу чего два наиболее низко лежащих энергетических уровня частицы отделены друг от друга большой по величине энергией. И, наконец, под влиянием нестационарных магнитных полей в динамике таких частиц проявляются макроскопические квантовые когерентные эффекты, что свидетельствует о возможности достижения режима когерентной динамики уже на макроскопических микрометровых масштабах.

Магнитные частицы как кандидаты на роль кубита ранее уже рассматривались [9], однако предложения касались частиц с симметрией кристаллического поля типа легкая ось. В настоящей же работе рассматриваются частицы, спин которых находится в кристаллическом поле, обладающем симметрией типа легкая плоскость. В качестве примеров можно указать антиферромагнитные молекулярные магниты  $F_e6$  и  $F_e10$ . Такие частицы проявляют в линейно зависящих от времени магнитных полях весьма необычные свойства [15], что делает их перспективными объектами на роль кубита. Рассмотрим теперь подробно, насколько свойства предлагаемых магнитных частиц удовлетворяют требованиям ди Винченцо.

Для обсуждения возможности создания систем многих ( $N > 10^3$ ) кубитов, каждый из которых обладает двумя дискретными энергетическими уровнями, рассмотрим гамильтониан магнитной частицы, находящейся в магнитном поле:

$$H = \frac{K_1}{S^2} S_z^2 + \frac{K_2}{S^2} (S_y^2 - S_x^2) - g\mu_B \mathbf{S}\mathbf{B}. \quad (1)$$

Здесь  $K_1$  и  $K_2$  – константы анизотропии, причем  $0 < K_2 \ll K_1$ ;  $g = 2$  – фактор Ланде;  $\mu_B$  – магнетон Бора. Магнитное поле, напряженность  $\mathbf{B}$  которого, вообще говоря, зависит от времени, необходимо для управления состояниями частицы при инициализации и при выполнении логических операций.

Предположим сначала, что магнитное поле отсутствует. Очевидно тогда, что если пренебречь малой орторомбической анизотропией в легкой плоскости, то энергетический спектр гамильтониана (1) представляет собой набор достаточно хорошо локализованных энергетических уровней

$$E_m = \frac{K_1}{S^2} m^2, \quad m = -S \dots S. \quad (2)$$

Логическому нулю  $|0\rangle$  можно сопоставить основной энергетический уровень ( $m = 0$ ), а логической единице – первый возбужденный уровень с энергией  $K_1/S^2$ . Если принять для числовых оценок, что константа анизотропии  $K_1 = 10 \text{ с.м}^{-1} = 2.28 \text{ К}$ , а спин частицы  $S = 10$ , то расстояние между основным и первым возбужденным уровнями энергии составляет  $\Delta = K_1/S^2 = 0.0228 \text{ К}$ , тогда как следующий возбужденный уровень отделен от первого возбужденного на втрое большую величину  $0.0684 \text{ К}$ . Таким образом, мы имеем локализованную пространственно магнитную частицу с хорошо выраженными двумя дискретными энергетическими уровнями. Геометрические размеры частицы позволяют изменять ее положение в пространстве с помощью методов сканирующей туннельной микроскопии. Это обстоятельство имеет исключительную значимость в свете необходимости располагать частицы в определенном порядке, требуемом при реализации логических элементов.

Расщепление первого возбужденного уровня за счет действия оператора орторомбической анизотропии составляет в нулевом магнитном поле величину  $K_2$ . Поскольку  $K_2 \ll K_1$  ( $K_2/K_1 \approx 10^{-2}$ ), то расщепление мало, и уровни с энергиями  $(K_1 \pm K_2/2)/S^2$ , как соответствующие состоянию  $|1\rangle$ , можно не различать между собой.

В нарастающем (убывающем) пропорционально времени магнитном поле ситуация меняется коренным образом [16]. Такое магнитное поле создает вихревое электрическое поле, нарушает аксиальную симметрию системы, тем самым отменяя стандартное квантование спина, и реализует непрерывные спиновые состояния. Для анализа динамических свойств высокоспиновых магнитных частиц в нестационарных магнитных полях удобна техника когерентных квантовых состояний  $|\theta, \varphi\rangle$  [17], где  $\theta$  и  $\varphi$  – полярный и азимутальный углы спинового момента частицы. Если прикладываемое магнитное поле не является слишком сильным, то из теоретического рассмотрения можно исключить угловую переменную  $\theta$ , и тогда задача о динамике спинового момента становится одномерной. Оператором обобщенной координаты является оператор  $\varphi$ , а оператором обобщенного импульса  $-P_\varphi = -i\hbar\partial/\partial\varphi$ . Гамильтониан (1) системы в таком представлении принимает вид:

$$H = \frac{(P_\varphi + \gamma IB)^2}{2I} - K_2 \cos 2\varphi = \frac{\hbar^2}{2I} \left( m + \frac{\gamma IB}{\hbar} \right)^2 - K_2 \cos 2\varphi, \quad (3)$$

где  $I = (S\hbar)^2/2K_1$ .



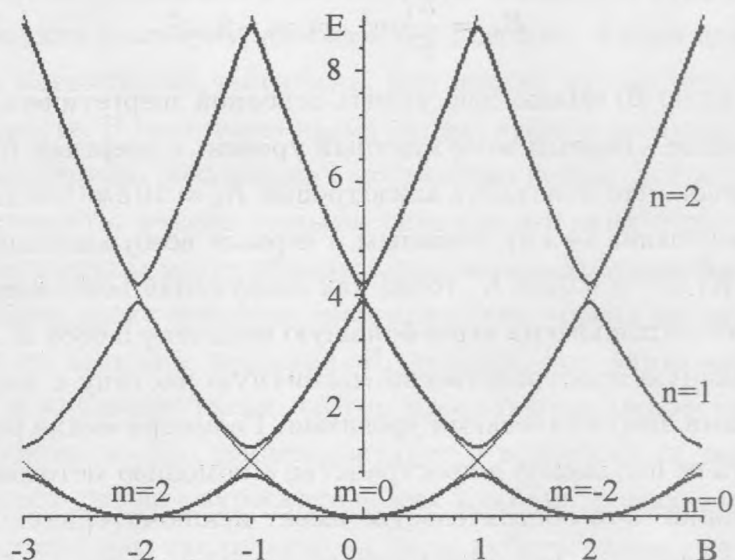


Рис. 1. Энергетический спектр гамильтониана высокоспиновой легкоплоскостной магнитной частицы в нестационарном магнитном поле для различных значений  $m$  (параболы). Энергия представлена в единицах  $\hbar^2/2I$ , магнитное поле – в единицах  $\hbar/\gamma I$ . Вблизи точек вырождения заметно сказывается анизотропия  $K_2 \cos 2\varphi$ , которая приводит к изменению формы спектра (толстые линии). Вблизи точек вырождения спиновая система может считаться двухуровневой.

Гамильтониан (3) совпадает по форме с гамильтонианом блоховского электрона в кристалле в постоянном однородном электрическом поле. Энергетический спектр гамильтониана (3) имеет зонную структуру, собственные состояния выражаются функциями Блоха  $\psi_n(\varphi + \pi) = e^{i\pi m} \psi_n(\varphi)$ , где  $n$  – номер разрешенной энергетической зоны, а  $m$  – параметр, который можно назвать квазиспином, поскольку он играет ту же роль, что и квазиимпульс блоховского электрона. Ширина запрещенной зоны между основной ( $n = 0$ ) и первой возбужденной ( $n = 1$ ) разрешенными энергетическими зонами составляет величину  $K_2$ . На рисунке 1 изображен график зависимости энергии частицы от величины магнитного поля для различных значений  $m$ . Мы сконцентрируем свое внимание на состояниях с  $m = 0$  и  $m = -2$ , обозначая их  $|\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  и  $|\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  соответственно. Все другие состояния обладают значительно большей энергией, чем указанные, если магнитное поле не является слишком сильным ( $\gamma IB/\hbar \sim 1$ ). В этом случае система может считаться двухуровневой, и ее гамильтониан, записанный в представлении спина  $1/2$ , имеет вид:

$$H = -\frac{E_0(B)}{2}\sigma_z - \frac{K_2}{2}\sigma_x,$$

$$E_0(B) = \frac{2\hbar^2}{I} \left(1 - \frac{\gamma IB}{\hbar}\right). \quad (4)$$

Для удобства перепишем (4) в виде

$$H = -\frac{\Delta E(\eta)}{2}(\sigma_z \cdot \cos \eta + \sigma_x \cdot \sin \eta),$$

$$\eta = \arctg\left(\frac{K_2}{E_0(B)}\right), \quad \Delta E(\eta) = \sqrt{K_2^2 + E_0^2(B)} = \frac{K_2}{\sin \eta}. \quad (5)$$

Собственные состояния гамильтониана (5) и являются логическими состояниями кубита:

$$|0\rangle = \cos \frac{\eta}{2} |\uparrow\rangle + \sin \frac{\eta}{2} |\downarrow\rangle,$$

$$|1\rangle = -\sin \frac{\eta}{2} |\uparrow\rangle + \cos \frac{\eta}{2} |\downarrow\rangle. \quad (6)$$

Обсудим возможность приготовления кубитов квантового компьютера в основном состоянии, т.е. в состоянии, описываемом базисным вектором  $|00\dots 0\rangle$ . Очевидно, инициализации можно добиться лишь при таком глубоком охлаждении совокупности кубитов, при котором тепловые возбуждения не смогут вызывать переходы  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ . Отсюда вытекает естественное требование на интервал рабочих температур  $T \ll \Delta = 0.0228 \text{ K}$  при  $K_1 = 10 \text{ см}^{-1}$ . Безусловно, достижение столь низких температур представляет собой нелегкую задачу, и следует заметить, что подавляющее большинство моделей кубитов [2–11] обладают подобным недостатком, однако сформулированное ограничение на максимально возможную температуру в случае магнитных частиц можно существенно ослабить, если использовать наночастицы с бóльшей по величине константой анизотропии  $K_1$ . Таким образом, технологии создания магнитных частиц следует развивать по пути увеличения магнитной анизотропии.

Осуществить перевод кубитов в основное состояние можно, например, приложением постоянного магнитного поля  $\mathbf{B} = (B_0, 0, 0)$ . Энергия частицы в таком магнитном и кристаллическом полях

$$E = \frac{K_1}{S^2} S_z^2 + \frac{K_2}{S^2} (S_y^2 - S_x^2) - g\mu_B B_0 S_x. \quad (7)$$

Поле  $B_0$  должно быть сильным настолько, чтобы гарантировать отсутствие локального минимума энергии (7) кубита при  $\theta = \pi/2$  и  $\varphi = \pi$ :

$$B_0 > \frac{4K_2}{g\mu_B S}. \quad (8)$$

Минимально допустимая величина поля  $B_0$  для используемого набора параметров ( $K_1 \approx 10 \text{ см}^{-1}$ ,  $K_2/K_1 \approx 10^{-2}$ ,  $S = 10$ ) составляет приблизительно 70 Э. Таким образом, если условие (8) выполнено, то состояние  $\mathbf{S} = (S, 0, 0)$  реализует единственный минимум потенциальной энергии частицы (7) и, тем самым, начальное состояние  $|00\dots 0\rangle$ .

Следующее требование ди Винченцо касается возможности преодоления эффектов потерь квантовой когерентности (декогерентизации). По сути, декогерентизация есть релаксация используемых в кубите степеней свободы, и время декогерентизации равно времени релаксации. В ходе выполнения вычислений (унитарное преобразование) кубиты компьютера постоянно подвергаются воздействию со стороны среды. В результате амплитуда и фаза вектора состояния каждого кубита испытывают случайные изменения. Очевидно, декогерентизация представляет собой серьезное препятствие успешному квантовому вычислению: начатый вычислительный процесс приобретает черты случайности по истечении времени декогерентизации. Однако можно достичь устойчивого квантового вычислительного процесса в течение сколь угодно долгого промежутка времени, если систематически использовать методы коррекции ошибок (фазовых и амплитудных) [18]. Доказано [19], что при относительно невысоких требованиях к безошибочному выполнению элементарных операций типа NOT и CNOT (вероятность ошибки не более  $10^{-5}$ ) методы квантовой коррекции обеспечивают устойчивую работу квантового компьютера. Очевидно, что выполнение операций квантовой коррекции ошибок требует дополнительных физических ресурсов: число кубитов должно быть увеличено примерно на порядок величины. Это означает необходимость иметь в квантовом компьютере  $N \approx 10^4$  кубитов.

Расчет времени декогерентизации представляет собой нетривиальную задачу, решение которой выходит за рамки настоящей работы. Однако здесь можно сделать некоторые численные оценки. Как мы увидим, время выполнения одного шага вычислений  $\Delta t$  по порядку величины равно  $10^{-9} \text{ с}$ . Это означает, что минимально необходимое для устойчивого квантового вычислительного процесса время декогерентизации должно составлять  $\tau_{coh} = 10^5 \cdot \Delta t \sim 10^{-4} \text{ с}$ .

Приведем теперь оценки времени релаксации по экспериментальным данным. В работе [20] изучалась молекула  $MnF_2$ , по своим характеристикам, таким как константы

обменного взаимодействия и кристаллического поля, близкая к упомянутым выше молекулам  $Fe_6$  и  $Fe_{10}$ . Были получены данные о ширине линии антиферромагнитного резонанса  $\Delta H$ , которая связана с временем релаксации соотношением  $\tau = (\gamma\Delta H)^{-1}$ . Согласно этим данным, температурная зависимость ширины линии (при  $T < 5 K$ ) определяется степенным законом с показателем степени не меньше 3. При  $T = 5 K$   $\Delta H = 0.1 \text{ Э}$ , т.е.  $\tau = 0.5 \text{ мкс}$ . Можно ожидать, что  $\tau > 0.5 \text{ с}$  при  $T < 50 \text{ мК}$ . Таким образом, видно, что сформулированное выше требование на время декогерентизации вполне выполнимо для указанного интервала рабочих температур.

Четвертое требование касается реализуемости основных логических элементов (вентилей) на кубитах данного типа. Доказано [21], что квантовый компьютер может быть построен из элементов всего двух типов: однокубитового элемента и двухкубитового элемента, контролируемое НЕ (CNOT). Следует отметить, что почти любой логически обратимый двухкубитовый элемент (исключением является классический элемент SWAP) в совокупности с однокубитовыми элементами позволяет выполнить любой заданный вычислительный алгоритм. Выбор элемента CNOT обуславливается простотой его реализации.

Пусть в начальный момент времени магнитная частица (кубит) находится в состоянии, далеком от точки вырождения. В этом случае собственные состояния  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  близки к состояниям  $|\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\rangle$ , соответственно. Импульс внезапно нарастающего до величины  $B = \hbar/\gamma I$  магнитного поля приводит систему в точку вырождения. Затем в течение времени  $\Delta t$  под действием оператора

$$U_x(\alpha) = \exp\left(\frac{i\alpha}{2}\sigma_x\right) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2) & i \sin(\alpha/2) \\ i \sin(\alpha/2) & \cos(\alpha/2) \end{pmatrix}, \quad \alpha = \frac{K_2\Delta t}{\hbar}, \quad (9)$$

производится вращение в спиновом пространстве, после чего импульс убывающего до нуля магнитного поля выводит систему из точки вырождения. При такой последовательности действий логической операции NOT соответствует поворот на угол  $\alpha = \pi$ , производимый за промежуток времени  $\Delta t = \pi\hbar/K_2 \sim 1 \text{ нс}$ .

Фазовый сдвиг между двумя логическими состояниями может быть достигнут изменением величины магнитного поля в течение некоторого времени на малую величину. Соответствующий оператор имеет вид:

$$U_z(\beta) = \exp\left(\frac{i\beta}{2}\sigma_z\right) = \begin{pmatrix} \exp(i\beta/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta/2) \end{pmatrix}, \quad \beta = \frac{E_0(B)\Delta t}{\hbar}. \quad (10)$$



Вентиль CNOT исполняют, воздействуя на два взаимодействующих между собой кубита: при этом посредством взаимодействия один кубит контролирует эволюцию другого. В принципе, попарное взаимодействие кубитов можно организовать с помощью диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов частиц. В самом деле, если частицы обладают спином  $S = 10$ , т.е. магнитным моментом  $M \approx 20\mu_B$  ( $g \approx 2$ ), и находятся на расстоянии  $r \sim 1$  нм друг от друга, то энергия магнитного взаимодействия  $W \sim 0.3 K \gg \Delta$ . Однако при проведении вычислений на квантовом компьютере желательно иметь управляемую связь между различными кубитами, чего диполь-дипольное взаимодействие магнитных частиц обеспечить не может. Поэтому связь между кубитами необходимо создавать искусственно.

Не конкретизируя пока природу связи между кубитами, укажем, что при взаимодействии изинговского типа ( $H_{int}^{ij} = J^{ij} \sigma_z^{(i)} \sigma_z^{(j)}$ ) к исполнению вентиля CNOT с точностью до несущественного фазового множителя приводит следующая последовательность преобразований состояний 1-го (управляющего) и 2-го (управляемого) кубитов:

$$H^{(2)} \cdot U_z^{(1)}(\pi/2) \cdot U_z^{(2)}(\pi/2) \cdot U^{(1,2)}(\pi/2) \cdot H^{(2)},$$

$$U^{(1,2)}(\phi) = \exp(-i\phi \sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)}), \quad \phi = \frac{J\Delta t}{\hbar}. \quad (11)$$

В этой последовательности оператор  $H^{(2)} = U_x^{(2)}(\pi/2) \cdot U_z^{(2)}(\pi/2) \cdot U_x^{(2)}(\pi/2)$  выполняет преобразование Адамара.

Рассмотрим проблему измерения состояния кубитов по окончании вычислительного процесса. На сегодняшний день нет освоенной технологии таких измерений. Очевиден, однако, путь поисков такой технологии: надо использовать методы усиления в квантовом измерении. С проблемой измерения состояния кубитов тесно связана задача управления их состояниями, которая может быть решена посредством создания магнитного поля  $B_z(t)$  с помощью сверхпроводящих токовых петель, окружающих магнитные наночастицы (рис. 2). Электромагнитные сигналы, поступающие из управляющего компьютера устройства, изменяют величину тока в петле, тем самым порождая нестационарное магнитное поле, необходимое для выполнения однокубитовых операций. С помощью дополнительной системы токовых петель, снабженных джозефсоновскими переключателями, организуется управляемое взаимодействие между двумя любыми кубитами, что позволяет выполнять двухкубитовые операции. Эти же петли могут использоваться для измерения состояний магнитных частиц по окончании вычислений. Очевидно, что изменение проекции магнитного момента кубита приводит к изменению создаваемого им

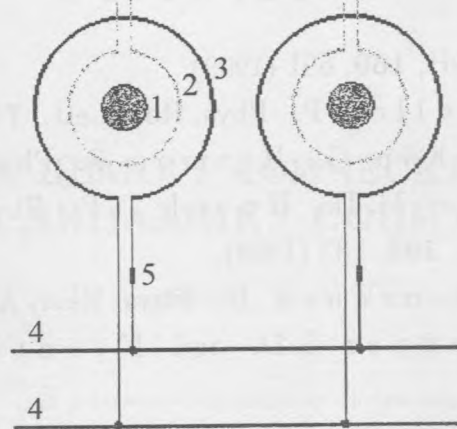


Рис. 2. Возможная реализация квантового компьютера на магнитных частицах. 1 – магнитная частица (кубит), 2 – токовая петля, служащая для измерения состояний кубитов, 3 – управляющая токовая петля, 4 – шина для передачи электромагнитного сигнала от внешнего управляющего устройства, 5 – джозефсоновский переключатель.

магнитного поля, порождающего индукционный ток в токовой петле, который и измеряется управляющим компьютером устройством. Рекордная чувствительность токовых петель составляет порядка 30 единиц при изменении проекции спинового момента [22], и не представляется невозможным дальнейшее повышение чувствительности. Таким образом, предложенная схема управления кубитами имеет ряд преимуществ. Во-первых, токовые петли обладают малым значением мощности рассеиваемой тепловой энергии, что, очевидно, благоприятствует поддержанию квантовой когерентности состояний кубита при вычислениях. Во-вторых, имеющиеся в схеме джозефсоновские переключатели способны переключаться за очень малое время.

В работе рассмотрены магнитные частицы, которые могут использоваться при физической реализации кубитов, элементарных ячеек хранения информации при квантовых вычислениях. Несмотря на то, что выдвигаемые общие предложения требуют детальной дальнейшей разработки, ясно, что магнитные частицы удовлетворяют требованиям ди Винченцо, следовательно, их практическое использование представляется вполне возможным.

Авторы благодарят А.А. Кокина (ФТИАН) за прочтение рукописи и конструктивные замечания. Работа поддержана РФФИ (грант N 02-02-17389) и Федеральной целевой программой "Физика твердотельных наноструктур".

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Валиев К. А. УФН, **169**, 691 (1999).
- [2] Cirac J. I. and Zoller P. Phys. Rev. Lett., **74**, 4091 (1995).
- [3] Shnirman A., Schön G., Hermon Z. Phys. Rev. Lett., **79**, 2371 (1997).
- [4] Cory D. G., Price M. D., Havel T. F. Physica, **D120**, 82 (1997).
- [5] Kane B. E. Nature, **393**, 133 (1998).
- [6] Loss D. and DiVincenzo D. Phys. Rev., **A57**, 120 (1998).
- [7] Privman V., Vagner I. D. and Kventsel G. Phys. Lett., **A239**, 141 (1998).
- [8] Platzman P. M. and Dykman M. I. Science, **284**, 1967 (1999).
- [9] Tejada J., Chudnovsky E. M., Del Barco E., Hernandez J. M., Spiller T. P. Nanotechnology, **12**, 181 (2001).
- [10] Suter D., Kim K. Phys. Rev. Lett., **65**, 052309 (2002).
- [11] Meier F., Levy J., Loss D. cond-mat/0304296.
- [12] Валиев К. А., Кокин А. А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность, Москва – Ижевск, НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2002.
- [13] DiVincenzo D. P. cond-mat/9612126.
- [14] Звездин А. К. Магнитные молекулы и квантовая механика, Природа, **12**, 11 (2000).
- [15] Звездин А. К. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 13 (1999); N 11, 3 (2000).
- [16] Звездин А. К., Плохов Д. И. ЖЭТФ, **124**, 96 (2003).
- [17] Переломов А. М. Обобщенные когерентные состояния и их применения, М., Наука, 1987.
- [18] Preskill J. quant-ph/9705031 (1997).
- [19] Steane A. M. Rep. Progr. Phys., **61**, 117 (1998).
- [20] Kotthaus J. R., Jaccarino V. Phys. Lett., **42A** (5), 361 (1973).
- [21] Barenco A., Bennett C. H., Cleve C., et al. PRA, **52**, 3457 (1995).
- [22] Pakes C. I., Josephs-Franks P. W., Reed R. P., et al. IEEE Trans. Instrum. Meas., **50**, 310 (2001).

Институт общей физики  
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 3 ноября 2003 г.