

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

# Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(31 марта 1999 г.)

31 марта 1999 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Фейгельман М.В.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва). *Квантовый бит на основе джозефсоновского контакта обычного и высокотемпературного сверхпроводников (теория).*

2. **Рязанов В.В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Джозефсоновский  $\pi$ -контакт сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник как элемент квантового бита (эксперимент).*

3. **Морозов А.И., Сигов А.С.** (Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва). *Новый тип доменных границ в многослойных магнитных структурах.*

4. **Латышев Ю.И.** (Институт радиотехники и электроники РАН, Москва). *Квантовая интерференция движущейся волны зарядовой плотности на коллонообразных дефектах, содержащих магнитный поток.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 03.67.Lx, 73.23.Hk, **73.40.–с**, 85.25.Cp

## Квантовый бит на основе джозефсоновского контакта обычного и высокотемпературного сверхпроводников (теория)

М.В. Фейгельман

Для реализации квантовых вычислительных алгоритмов (см., например, обзор [1]) надо уметь управлять совокупностью  $n \gg 1$  обобщенных квантовых спинов  $1/2$  (иначе говоря, квантовых двухуровневых систем, или квантовых битов) аналогично тому, как вычислительная программа обычного компьютера управляет состояниями классических двоичных ячеек 0,1 (см. табл.). Таким образом, для физической реализации квантовых вычислений требуется создать систему, которая удовлетворяла бы трем противоречащим друг другу требованиям:

а) система состоит из большого числа  $n \gg 1$  квантовых битов (сокращенно — кубитов),

| Логические устройства                             | Классические                      | Квантовые                                                                                                                                   |
|---------------------------------------------------|-----------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Элементы информации и их физическое представление | Биты: 0, 1, бистабильные системы  | Кубиты — квантовые системы с двумя базисными состояниями $ 0\rangle,  1\rangle$                                                             |
| Состояние памяти                                  | Последовательность битов 010...10 | Квантовое состояние — базисное: $ 010\dots10\rangle$<br>$ \Psi\rangle = \sum_{a_1, \dots, a_4} C_{a_1, \dots, a_4}  a_1, \dots, a_4\rangle$ |
| Элементарные операции                             | Логические операции с 1–2 битами  | Унитарные преобразования с 1–2 кубитами                                                                                                     |

б) она максимально изолирована от окружающей среды (для сохранения квантовой когерентности в процессе вычислений) и

в) ее состоянием, т.е. волновой функцией каждого кубита, можно управлять с большой точностью.

К настоящему времени предложено несколько принципиально различных физических подходов к решению этой совокупности проблем:

1. **Ионы в ловушке.** Это первая и наиболее хорошо разработанная идея. Существует экспериментальная техника, позволяющая удерживать отдельный ион в ловушке из переменного электрического поля в течение длительного времени (порядка 1 ч). Ион можно "охлаждать" (т.е. погасить колебательное движение) с помощью лазерного луча. Подбирая длительность и частоту лазерных импульсов, можно приготовить произвольную суперпозицию основного и возбужденного состояний. Однако кажется чрезвычайно сложным оперировать таким образом с большим количеством ионов одновременно, что необходимо для создания квантового процессора.

2. **Ядерный магнитный резонанс.** В молекуле с несколькими различными ядерными спинами произвольное унитарное преобразование можно реализовать с помощью последовательности импульсов магнитного поля. Это было проверено экспериментально при комнатной температуре. Однако для приготовления начального состояния необходима температура менее  $10^{-3}$  К. Помимо трудностей с охлаждением возникают и другие, поскольку при такой температуре возрастают нежелательные взаимодействия молекул друг с другом. Кроме того,

непонятно, как избирательно воздействовать на данный спин, если в молекуле есть несколько одинаковых спинов.

**3. Мезоскопические электронные системы** (полупроводниковые квантовые ямы, системы малых сверхпроводящих гранул с джозефсоновскими контактами, двумерный электронный газ в режиме квантового эффекта Холла). Эти системы, в отличие от атомов и молекул, содержат большое ( $10^6 - 10^{12}$ ) число электронов, но, тем не менее, качественно отличаются по своим свойствам от обычных макроскопических тел. Общим свойством таких систем субмикронного диапазона размеров, с точки зрения реализации квантового компьютера, является возможность их естественного масштабирования (в отличие от атомных систем, где именно проблема масштабирования представляется весьма труднопреодолимой). В свою очередь, для мезоскопических систем значительную сложность представляет проблема сохранения квантовой когерентности. Дело в том, что большое число внутренних электронных степеней свободы (имеющихся в каждом кубите субмикронного размера), как правило, приводит к большой вероятности возбуждения хотя бы одной из них и тем самым к быстрому разрушению квантового состояния кубита. Существует несколько направлений поиска решения этой проблемы. В одном из них предлагается использовать в качестве квантовых битов спины электронов в квантовых ямах и управлять их взаимодействием с помощью внешних электрических полей [2]. Другое направление, предложенное А. Китаевым [3], состоит в использовании для квантового вычисления *анионов* в двумерных электронных системах. В этом случае длительное сохранение когерентности обеспечено в течение времени, экспоненциально большего по отношению размера такой элементарной системы к атомному масштабу. Простейший пример анионов реализуется в состояниях дробного квантового эффекта Холла, однако для квантовых вычислений необходимы более сложные "неабелевы" анионы и пока неясно, в каких физических системах их можно реализовать. Таким образом, хотя оптимальное решение, возможно, будет достигнуто на анионном направлении, пока еще оно очень мало разработано.

Наиболее реалистичным на сегодняшний день представляется направление, предлагающее использовать для создания квантовых битов *мезоскопические сверхпроводники* — джозефсоновские и SNS-переходы субмикронных размеров. С одной стороны, такие системы естественным образом масштабируются (так, эксперименты по квантовым фазовым переходам сверхпроводник — диэлектрик в сетях джозефсоновских контактов проводятся на системах, состоящих из более чем  $10^4$  контактов с почти идентичными свойствами [4, 5]). С другой стороны, присутствие щели в энергетическом спектре сверхпроводника делает (при достаточно низких температурах  $T \ll \Delta$ ) вероятность возбуждения квазичастиц очень низкой, что позволяет рассчитывать на сохранение квантовой когерентности в течение времени  $t_{\text{coh}}$ , много большего времени элементарной операции  $t_0$  (по имеющимся сейчас оценкам, для квантового вычисления необходимо иметь отношение  $t_{\text{coh}}/t_0 \geq 10^3 - 10^4$ ).

Есть два основных подхода к созданию кубитов с помощью джозефсоновских контактов. В одном из них предлагается использовать в качестве квантовой переменной (аналогичной спину  $1/2$ ) заряд на центральном острове сверхпроводящего одноэлектронного транзи-

стора [6], на котором электрический потенциал  $V_g$  поддерживается при значении вблизи  $V_g^0$ , когда состояния, отличающиеся на  $2e$  (т.е. на одну куперовскую пару), имеют одинаковые электростатические энергии. Такой кубит мы будем далее называть зарядовым. Переходы с изменением числа куперовских пар на единицу происходят ввиду слабого джозефсоновского взаимодействия между островками:  $E_J \ll E_C = e^2/C$  (вследствие этого условия джозефсоновское взаимодействие существенно лишь при  $V_g \approx V_g^0$ ). Первый эксперимент, продемонстрировавший сохранение квантовой когерентности в таком приборе, выполнен совсем недавно [7]. Зарядовые кубиты, по-видимому, могут быть созданы, но они обладают следующим общим недостатком: поскольку два базисных состояния кубита отличаются по заряду, невозможно избежать медленно убывающего с расстоянием (кулоновского) взаимодействия между различными кубитами в квантовом процессоре (как и их взаимодействия с внешней средой). Поэтому представляется затруднительным создание на этом принципе больших квантовых процессоров.

Другой, в некотором смысле дуальный, подход к созданию сверхпроводящих кубитов использует идею описания квантового состояния островка в терминах *фазы* сверхпроводящего параметра порядка на нем, и такие кубиты мы будем называть фазовыми. Вообще говоря, с фундаментальной точки зрения различия между этими двумя типами кубитов нет, поскольку при квантовомеханическом описании заряд и фаза сверхпроводящего островка являются величинами канонически сопряженными друг другу (подобно координате и импульсу шрёдингеровской частицы). Однако практически (используя ту же аналогию) различие между шрёдингеровским волновым пакетом, близким к плоской волне, и тяжелой (почти локализованной в пространстве) частицей весьма существенно. В фазовом кубите два базисных состояния 1, 2 отличаются значением фазы  $\phi$ , и джозефсоновская энергия системы  $U(\phi)$  имеет два почти вырожденных минимума при  $\phi = \phi_{1,2}$ , разделенных потенциальным барьером. Переходы между этими состояниями происходят вследствие квантовомеханического подбарьерного туннелирования, причем роль "кинетической" здесь играет кулоновская энергия. При условии достаточно большой емкости островка ( $e^2/C \ll E_J$ ) амплитуда туннелирования фазы и соответственно расщепление симметричного и антисимметричного энергетических уровней экспоненциально мала по сравнению с масштабом потенциального барьера  $|U(\phi_{1,2}) - U(\phi_{\text{max}})|$ . Большую часть времени фазовый кубит проводит с фазой, близкой к  $\phi_1$  либо  $\phi_2$ , а заряд  $Q$  на нем возникает лишь в периоды туннелирования (поскольку  $Q = C_{\text{eff}}V = C_{\text{eff}}(\hbar/2e)(d\phi/dt)$ ), так что проблема "паразитного" кулоновского взаимодействия между кубитами в значительной степени снимается. Непосредственного (через непроводящую среду) взаимодействия между фазами параметров порядка различных островков (кубитов) не существует, поэтому именно чисто фазовый кубит представляется наиболее перспективным для построения больших квантовых процессоров.

К настоящему времени предложено несколько теоретических схем реализации фазовых сверхпроводящих кубитов [8–10]. Простейшая (технологически) из этих схем состоит из трех или четырех сверхпроводящих островков, соединенных в кольцо джозефсоновскими

контактами (с критическим током  $I_c$ ) между ними, причем внутри кольца создан магнитный поток  $\Phi \approx \Phi_0/2$  (здесь  $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$  — сверхпроводящий квант потока). Индуктивность кольца  $L$  считается очень малой ( $LI_c \ll \Phi_0$ ), так что получающийся аналог скивда не может захватывать магнитный поток. В такой системе джозефсоновская энергия как функция фаз  $\phi_j$  на островках (для определенности рассматриваем четырехконтактный скивд) имеет вид

$$U\{\phi_j\} = -E_J \left[ \cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos(\phi_2 - \phi_3) + \cos(\phi_3 - \phi_4) + \cos\left(\phi_4 - \phi_1 + \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \right]. \quad (1)$$

В дальнейшем считаем фазу первого островка фиксированной:  $\phi_1 \equiv 0$ . При  $\Phi = \Phi_0/2$  два минимума энергии (1) реализуются при  $\phi_j = \pm j\pi/4$  и отвечают двум противоположным направлениям сверхпроводящего тока в кольце. В частности, значения фазы  $\phi_3$  в этих двух состояниях отличаются на  $\pi$ . Слабое отклонение потока в кольце от  $\Phi_0/2$  делает эту двухуровневую систему асимметричной, т.е. на языке "эффективного поля"  $h$ , действующего на искусственный спин  $1/2$ , получаем  $h_z = \Phi/\Phi_0 - 1/2$ . Величину амплитуды тунnelирования между двумя классическими минимумами, т.е. компоненту "поля"  $h_x \propto \sqrt{E_J E_C} \exp(-a\sqrt{E_J/E_C})$  (здесь  $a$  — множитель порядка единицы) можно варьировать, меняя эффективную емкость  $C_{\text{eff}}$ . Такая система (рис. 1), по-видимому, окажется первой версией фазового кубита, реализованной в лаборатории [8]. Однако она обладает тем же принципиальным недостатком, что и зарядовый кубит: помимо значений фаз  $\phi_j$  два базисных состояния отличаются также направлениями тока  $I$  в кольце, а токи, как и заряды, взаимодействуют на больших расстояниях. Понижение индуктивности кольца  $L$  уменьшает и этот нежелательный эффект (поэтому мы и требуем выполнения неравенства  $LI_c \ll \Phi_0$ ), но устранить его полностью с обычными джозефсоновскими переходами нельзя.

Это оказывается возможным [10], если использовать необычные свойства контактов с высокотемпературными сверхпроводниками (ВТСП). Сейчас уже надежно установлено [11], что сверхпроводящее спаривание в основных ВТСП-семействах  $\text{YBaCuO}$ ,  $\text{BiSrCuO}$  имеет необычную симметрию: волновая функция куперовской пары  $\Psi(\mathbf{p}) = \langle c_{\mathbf{p}} c_{-\mathbf{p}} \rangle$ , где  $c$  — оператор рождения электрона, сильно зависит от ориентации единичного вектора на ферми-поверхности  $\mathbf{n} = \mathbf{p}/p$  по отношению к осям кристаллической решетки:  $\Psi(\mathbf{n}) \propto (n_x^2 - n_y^2)$ , т.е. знак

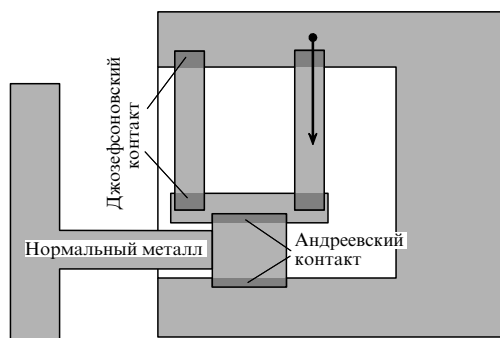


Рис. 1. Четырехконтактный скивд с андреевским зондом для измерения времени когерентности.

волновой функции пары различен для разных направлений  $\mathbf{n}$ . В левой части рис. 2 изображена схема фазочувствительного эксперимента D. Wollman и др. [11]: различие знаков волновых функций пар, вылетающих из ВТСП кристалла в направлениях (010) и (100), приводит к появлению спонтанного магнитного потока в  $\pi$ -контуре. В работе [10] показано, как использовать  $d$ -волновую симметрию сверхпроводящего состояния в ВТСП, чтобы получить джозефсоновский SDS'-контакт с зависимостью энергии от разности фаз вида  $E_{\text{SDS}}(\phi) = -E_2 \cos 2\phi$ . Иначе говоря, такой контакт имеет два эквивалентных минимума джозефсоновской энергии на стандартном периоде изменения фазы  $\phi \in (0, 2\pi)$ . Подсоединяя к SDS'-контакту обычный джозефсоновский контакт (как показано справа на рис. 2) с малым критическим током, можно вводить асимметрию между (до того вырожденными по энергии) состояниями с разностью фаз  $\phi = 0, \pi$ . Принципиальное преимущество такого кубита состоит в том, что в обоих базисных состояниях ( $\phi = 0, \phi = \pi$ ) ток в контуре скивда отсутствует (состояния отличаются только значениями фазы), поэтому снимается проблема паразитных взаимодействий.

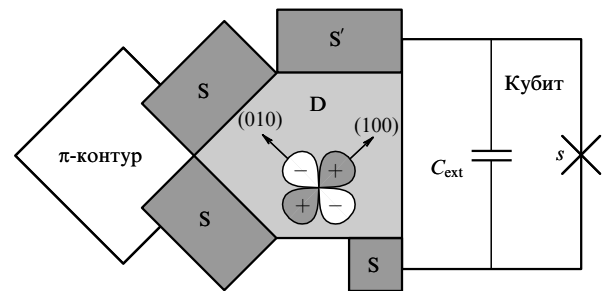


Рис. 2. Скивды из обычных и высокотемпературных сверхпроводников.

Простейшая версия фазового кубита — четырехконтактный скивд в магнитном поле имеет еще один недостаток: в "рабочей точке" его необходимо поддерживать, создавая внешним током магнитный поток, равный  $\Phi_0/2$ , что само по себе является источником шумов. Однако вместо магнитного потока можно использовать джозефсоновский  $\pi$ -контакт, включенный в контур скивда. Один из способов получения такого контакта упомянут выше (см. рис. 2 слева). Другой, более технологичный, предложен в работе [12], где впервые создан джозефсоновский SFS-контакт с критическим током.

## Список литературы

- Ekert A, Josza R *Rev. Mod. Phys.* **68** 733 (1996)
- Loss D, Di Vincenzo D P *Phys. Rev. A* **57** 120 (1998)
- Kitaev A Yu "Fault-tolerant quantum computation by anyons" <http://xxx.lanl.gov>, quant-ph/9707021 (1997)
- Van der Zant H et al. *Phys. Rev. B* **54** 10081 (1996)
- Delsing P et al. *Phys. Rev. B* **50** 3959 (1994)
- Makhlin Yu, Schoen G, Shnirman A *Nature (London)* **398** 305 (1999)
- Nakamura Y, Pashkin Yu, Tsai J S, submitted to *Nature (London)* (February 1999)
- Mooij H et al., submitted to *Science*
- Ivanov D A, Feigel'man M V *ЖЭТФ* **114** 640 (1998)
- Ioffe L B et al. *Nature (London)* **398** 679 (1999)

11. Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134 (1993); Kirtley J R et al. *Nature* (London) **373** 225 (1995)
12. Рязанов В В *УФН* **169** 920 (1999)

PACS numbers: 03.67.Lx, 73.23.Hk, **73.40.-c**, 85.25.Cp

## Джозефсоновский $\pi$ -контакт сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник как элемент квантового бита (эксперимент)

В.В. Рязанов

### 1. Введение

Авторы работ [1, 2] предложили несколько вариантов реализации квантового бита на основе сверхпроводящих структур, включающих джозефсоновские 0- и  $\pi$ -переходы, т.е. обычные сверхпроводящие контакты со слабой связью и контакты, имеющие спонтанный  $\pi$ -сдвиг макроскопической разности фаз сверхпроводящих волновых функций (параметра порядка) на берегах джозефсоновского перехода. Во втором разделе настоящего сообщения дается краткий обзор теоретических и экспериментальных исследований структур, проявляющих спонтанный фазовый сдвиг. В основной части кратко изложены результаты исследований с участием автора переходов сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник (SFS-переходов), которые представляются наиболее предпочтительными для использования в перспективных элементах квантовой логики.

### 2. Джозефсоновские структуры, проявляющие спонтанный $\pi$ -сдвиг разности фаз

Наибольшее число работ последних лет по исследованию  $\pi$ -контактов связано с изучением нетривиального параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). В случае предполагаемой  $d$ -волновой симметрии ( $d_{x^2-y^2}$ ) знак параметра порядка зависит от направления в базовой плоскости кристалла ВТСП и должен изменяться на противоположный при переходе с одной грани кристалла на другую, расположенную под прямым углом, что соответствует изменению на  $\pi$ -фазы параметра порядка. Идея подобного  $\pi$ -контакта на бикристаллической границе "нетривиального" сверхпроводника была впервые предложена в [3] и проверялась в ряде фазочувствительных интерференционных экспериментов на бикристаллических контактах [4], двухконтактных сверхпроводящих кольцах [5, 6] и угловых (0- $\pi$ )-контактах [7], содержащих ВТСП и традиционный сверхпроводник с изотропной ( $s$ -волновой) симметрией параметра порядка. Совокупность экспериментальных данных, полученных к настоящему времени, достаточно убедительно подтверждает существование нетривиального параметра порядка в ВТСП и спонтанного сдвига разности фаз в бикристаллических и SD-контактах, содержащих высокотемпературные сверхпроводники. Относительная сложность применения таких контактов в практических устройствах связана с технологическими трудностями получения воспроизводимых монокристаллических и бикристаллических тонкопленочных структур ВТСП.

Использование сверхпроводящих переходов с ВТСП — не единственный метод получения  $\pi$ -сдвига в джозефсоновских структурах. Недавно в *Nature* [8] опубликованы результаты экспериментального наблюдения эффекта (предсказанного ранее в [9]), который связан с переходом в  $\pi$ -состояние мезоскопического SNS-контакта (контакта сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник), управляемого током через N-слой. Напряжение, приложенное вдоль слоя нормального металла в плоскости перехода, меняет энергетическое распределение состояний, переносящих сверхпроводящий ток через переход, т.е. мезоскопический участок нормального металла, разделяющий сверхпроводники; в некотором интервале управляющих напряжений поведение перехода определяют состояния, отвечающие за отрицательный знак сверхтока, которые соответствуют разности сверхпроводящих фаз на переходе, равной  $\pi$  в основном состоянии. Возможно, недостатком применения таких устройств для переключения фазы в квантовых логических схемах является необходимость использования внешнего управления, вносящего шумовые помехи в когерентную цепь.

Третий возможный тип  $\pi$ -контактов был предсказан еще в 1977 г. [10] и до сих пор надежно экспериментально не обнаружен. Особенности поведения SFS-переходов связаны с пространственными осцилляциями ( $\sim \cos Qx$ ) наведенного сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнитном слое вблизи FS-границы раздела, которые обязаны возникновению ненулевого суммарного импульса пары ( $Q = E_{\text{exc}}/v_F$ ) за счет обменного поля в ферромагнетике [11–14]. (Здесь  $E_{\text{exc}}$  — обменная энергия,  $v_F$  — скорость Ферми в ферромагнетике.) Подбором толщины F-слоя в джозефсоновском SFS-переходе и величины обменной энергии ферромагнитного сплава, в принципе, возможно достичь  $\pi$ -состояния SFS-контакта при условии, что амплитуда параметра порядка не затухнет на толщине F-слоя [15]. Транспортные эксперименты на SF-структурах до сих пор ограничивались только измерением резистивных характеристик вдоль слоев, что связано, в первую очередь, с низкими значениями поперечных сопротивлений слоистых структур. Цель работ, выполненных в Институте физики твердого тела РАН при поддержке Нидерландского научного общества (NWO) [16], заключалась в проведении поперечных (по отношению к направлению слоев) транспортных исследований в SFS-структурах, дающих непосредственную информацию о поведении наведенного параметра порядка в тонких ферромагнитных слоях вблизи сверхпроводника.

### 3. Сверхпроводящие токи через ферромагнитные слои

Затухание наведенного сверхпроводящего параметра порядка возрастает с увеличением обменной энергии  $E_{\text{exc}}$  в ферромагнетике. Длину когерентности пар в ферромагнетике можно оценить, подставляя в обычное соотношение для длины когерентности пар в грязном нормальном металле вместо  $kT$  обменную энергию  $E_{\text{exc}}$  [14, 17]:

$$\xi_F \sim \left( \frac{\hbar D}{2\pi E_{\text{exc}}} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{\hbar D}{2\pi k T_C} \right)^{1/2},$$