ОБЗОР

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Прогресс в области создания новых базовых элементов для энергоэффективной сверхпроводниковой электроники

С. В. Бакурский¹, А. Л. Гудков³, Н. В. Клёнов^{1,*a*}, А. В. Кузнецов¹, М. Ю. Куприянов², И. И. Соловьёв²

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

¹ физический факультет, кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники;

² Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына.

³ Научно-исследовательский институт физических проблем имени Ф.В. Лукина.

Россия, 124460, Москва, г. Зеленоград, пр-д 4806, д. б.

E-mail: ^a nvklenov@gmail.com

Статья поступила 24.02.2014, подписана в печать 31.03.2014.

Настоящий обзор посвящен обсуждению перспектив решения проблемы низкой степени интеграции традиционных базовых элементов современной сверхпроводниковой цифровой электроники. Выделены три основных направления на пути к компактным многоэлементным джозефсоновским электронным системам: 1) уменьшение до субмикронных размеров самого джозефсоновского контакта; 2) уменьшение типовых логических ячеек; 3) создание компактной и быстрой джозефсоновской памяти. Соответственно в работе излагаются физические основы функционирования джозефсоновских элементов, с тем чтобы показать фундаментальные ограничения, препятствующие созданию стандартных туннельных субмикронных контактов и компактных логических ячеек/элементов памяти. В обзоре наглядно продемонстрирована суть прорывных технологических решений, позволяющих создавать сверхмалые гетероструктуры с требуемыми параметрами, уменьшать и оптимизировать логические ячейки, а также создавать системы памяти на основе джозефсоновских контактов с магнитными слоями.

Ключевые слова: сверхпроводимость, быстрая одноквантовая логика, магнетизм, эффект Джозефсона, джозефсоновский контакт, внутреннее шунтирование, джозефсоновская память.

УДК: 538.945, 537.611.44. РАСS: 74.45.+с, 74.50.+г, 85.25.Ср, 85.25.Нv, 74.78.-w, 75.47.-m, 85.75.-d.

Введение

Для современной эпохи «информационного взрыва» практически во всех областях науки и техники характерен экспоненциальный рост объема данных, требующих оперативной обработки. На фоне растущей стоимости материальных ресурсов стремительное увеличение потребления энергии системами обработки и передачи информации превращается в серьезную проблему для отечественной и мировой экономики [1]. Вычислительные и телекоммуникационные комплексы на сегодняшний день потребляют около 5% мировой электроэнергии, причем эта доля возрастет до 10% в ближайшие 5 лет. Приведем для иллюстрации следующие цифры: на 2011 г. энергопотребление 500 лучших суперЭВМ составляло 0.25 ГВт, что в пересчете на один суперкомпьютер (совершающий порядка 10¹⁵ операций в секунду) в среднем дает 0.5 МВт. При этом расчетное энергопотребление только одного суперкомпьютера следующего поколения, т.е. системы экзафлопсного класса (совершающей порядка 10¹⁸ операций в секунду), составит 0.5 ГВт. Для сравнения: мощность реактора BWR-3 атомной электростанции Фукусима-1 составляла всего 0.46 ГВт.

На путях использования традиционной элементной

базы не видно возможностей принципиального решения этой проблемы. Характерный уровень энергопотребления в схемах на базе стандартной кремниевой технологии в расчете на одну логическую операцию составляет порядка 5 фДж. Экономически обоснованный уровень энергопотребления для экзафлопсных ЭВМ должен быть по крайней мере на два-три порядка меньше показателей, доступных для современных полупроводниковых технологий, и составлять не более 20 аДж [2, 3].

С учетом стремительного приближения характерных размеров базовых элементов полупроводниковой электроники к атомарным масштабам, что по фундаментальным причинам исключает возможность дальнейшего использования отработанных подходов к решению задачи повышения их производительности, становится оправданным возрождение интереса к альтернативным принципам создания электроники.

Среди возможных альтернатив можно выделить цифровую сверхпроводниковую джозефсоновскую технологию, обладающую целым рядом преимуществ по таким ключевым параметрам, как быстродействие (характерная частота базового элемента сверхпроводниковой электроники — джозефсоновского контакта достигает сотен ГГц) и сверхмалое энергопотребление

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

(диссипация энергии при одной логической операции составляет всего 0.1 аДж [4], при этом сигналы в схемах сверхпроводниковой электроники могут передаваться практически без потерь). Сверхпроводниковые джозефсоновские схемы, создаваемые для систем обратимых вычислений, отличаются предельной энергоэффективностью. В таких системах диссипация энергии происходит только в процессе записи и считывания информации, а логические операции реализуются посредством адиабатических процессов, т.е. происходят практически без потерь энергии. Экспериментальные исследования и теоретические оценки показывают, что энергоэффективность цифровых сверхпроводниковых джозефсоновских схем выше показателей полупроводниковых аналогов как минимум на 4 порядка [5], а энергоэффективность обратимых схем на основе джозефсоновских цепей оказывается выше на 6 порядков и может достигать и даже превосходить термодинамический предел Шеннона — фон Неймана — Ландауэра для энергии бинарного преобразования [6, 7].

В течение долгого времени широкому распространению этой перспективной технологии препятствовали высокие затраты на создание и поддержание функционирования криосистем. В последние годы эта проблема оказалась практически решена. В частности, уже разработаны достаточно миниатюрные и экономичные охлаждающие установки, обеспечивающие стабильное получение температур, необходимых для функционирования сверхпроводниковой электроники [8–10].

На сегодня ключевым сдерживающим фактором является низкая степень интеграции активных элементов на чипе, ограничивающая возможность создания полностью сверхпроводниковых цифровых систем. Обзору прогресса в области оптимизации базового элемента цифровой сверхпроводниковой технологии — джозефсоновского контакта — в свете решения этой проблемы посвящена данная статья.

1. Принципы функционирования джозефсоновского контакта

С самого начала стоит отметить, что базовый элемент сверхпроводниковой электроники — джозефсоновский контакт — по своим электрофизическим характеристикам отличен от базовых элементов традиционной кремниевой технологии (диода и транзистора). Джозефсоновский контакт — это двухполюсное устройство, состоящее из двух сверхпроводящих электродов, разделенных областью, в которой сверхпроводимость (модуль волновой функции находящихся в сверхпроводящем состоянии электронов) значительно подавлена. Подавление сверхпроводимости может быть обеспечено за счет геометрических факторов, например сужений или в результате использования тонкой несверхпроводящей прослойки между электродами. Исторически наиболее компактным и технологичным оказался метод изготовления джозефсоновского контакта, использующий второй способ подавления сверхпроводимости несверхпроводящую прослойку. Ток, идущий через такой джозефсоновский контакт, состоит из трех компонент: 1) тока, протекающего бездиссипативно (наличие этого слагаемого может обеспечиваться, например, наведенной сверхпроводимостью в несверхпроводящей

прослойке — эффектом близости или туннелированием «коррелированных» электронов в сверхпроводящем состоянии); 2) резистивной компоненты тока и 3) емкостного слагаемого, возникающего за счет перекрытия сверхпроводящих электродов (рис. 1).



Рис. 1. Типовая вольт-амперная характеристика джозефсоновского элемента в рамках резистивной модели с указанием критического тока, характерного напряжения и нормального сопротивления. На вставке представлена иллюстрация к описанию механизма токонопереноса в рамках резистивной модели

Ввиду «квантовой природы» эффекта сверхпроводимости электрофизические характеристики джозефсоновского контакта существенно определяются законами квантовой механики. Электроны в сверхпроводящем состоянии описываются комплексным параметром порядка $\Delta e^{i\theta}$ так, что включению джозефсоновского контакта в замкнутый сверхпроводящий контур будет соответствовать скачок фазы параметра порядка в области слабой связи. В рамках простой «резистивной модели» ток, протекающий через джозефсоновский контакт, связан с этим скачком фазы, называемым джозефсоновской фазой $\phi = \delta \theta$, следующим соотношением [11, 12]:

$$I = I_C \sin \varphi + \frac{\hbar}{2e_0 R_N} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\hbar C}{2e_0} \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \qquad (1)$$

где I_C — критический ток, т. е. максимальный бездиссипативный ток, который может протекать через контакт, *R_N* — нормальное сопротивление контакта, *C* — емкость контакта, $\hbar = h/2\pi$, h —постоянная Планка, e_0 заряд электрона, t — время. Вид бездиссипативного слагаемого тока $I_C \sin \phi$ отражает электронейтральность системы в целом и 2*π*-периодичность фазы параметра порядка (стационарный эффект Джозефсона). Напряжение на джозефсоновском контакте пропорционально производной джозефсоновской фазы по времени $V = (\hbar/2e_0)\phi_t$ (нестационарный эффект Джозефсона), откуда следует вид второго (V/R) и третьего (CV_t) слагаемого в уравнении (1). Полезно отметить, что рассматриваемое уравнение (1) фактически соответствует уравнению движения физического маятника с собственной частотой $(2e_0I_C/\hbar C)^{1/2}$, при этом джозефсоновская фаза ϕ соответствует углу отклонения маятника от положения устойчивого равновесия.

Для появления напряжения на джозефсоновском контакте необходимо, чтобы суммарный ток (вынуждающий крутящий момент в механической аналогии) превышал значение критического тока *I* > *I*_C. Наличие емкости, обеспечивающей запас электрической энергии, пропорциональный квадрату скорости изменения джозефсоновской фазы, обусловливает «инерционное» поведение системы, проявляющее себя в том, что ток возврата в сверхпроводящее состояние джозефсоновского контакта может оказываться меньшим значения критического тока, $I_r < I_C$. Поскольку для корректности работы цифровых схем требуется однозначность состояния джозефсоновского элемента, влияние емкостной компоненты тока уменьшают путем добавления внешнего или внутреннего резистивного шунтирования (что эквивалентно увеличению «вязкости» системы, пропорциональной весу второго слагаемого в правой части уравнения (1)). В пределе малой емкости характерная частота процессов, протекающих в джозефсоновском контакте [11, 12],

$$\omega_C = \frac{2e_0}{\hbar} I_C R,\tag{2}$$

пропорциональна произведению критического тока на эффективное нормальное сопротивление R ($R^{-1} = R_N^{-1} + R_S^{-1}$, R_S — сопротивление резистивного шунта). Величины критического тока и нормального сопротивления определяются геометрическими размерами структуры контакта, прозрачностью границ ее интерфейсов и электрическими свойствами материала прослойки.

2. Проблема создания компактного джозефсоновского элемента

Наиболее отработанная на сегодняшний день технология изготовления джозефсоновских контактов базируется на формировании «трехслоек» сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (SIS) Nb/AlO_x/Nb с туннельным типом транспорта заряда. Для формирования структуры контакта используются традиционные методы современной полупроводниковой технологии [13], включающие напыление, травление и планаризацию. К сожалению, такой способ изготовления не подходит для создания субмикронных джозефсоновских элементов. Для обеспечения требуемой на сегодняшний день точности обработки информации в цифровых сверхпроводниковых устройствах (описание принципов работы которых будет приведено ниже) величина критического тока Іс должна как минимум на два порядка превышать эффективный шумовой ток [14], который при гелиевых температурах (T=4.2 K) составляет $I_f \approx 0.18$ мкА. Это означает, что величина критического тока должна быть $I_C \geqslant 100$ мкА, что при реализуемых плотностях критического тока $J_C \leqslant 10$ кA/см² соответствует размеру джозефсоновского контакта $S \geqslant 1$ мкм². Нетрудно видеть, что при площади контакта S = 0.1 imes 0.1 мкм плотность критического тока $J_C = I_C/S$ должна превосходить 1000 кА/см². Для традиционной технологии изготовления туннельных переходов [15, 16] такие плотности тока практически недостижимы, поскольку начиная со значений уже на порядок меньших увеличение ЈС сопровождается существенным увеличением разброса критического тока контактов в пределах чипа. Данный разброс связан с уменьшением толщины прослойки изолятора до нескольких единиц периода атомарной решетки, что оказывается сравнимо с неоднородностями слоя и неконтролируемыми отклонениями планарных размеров структуры от заданных. Кроме того, как было показано выше, для корректного функционирования джозефсоновского контакта необходимо шунтировать влияние емкости, которая в случая туннельной структуры оказывается значительной. Отработанным решением на сегодняшний день является использование внешних резисторов, подключаемых параллельно контакту. На практике такое технологическое решение приводит к дополнительному увеличению размера контакта на 10-20 мкм² [13].

От перечисленных недостатков свободны джозефсоновские контакты с внутренним шунтированием, из которых наиболее простым на первый взгляд является контакт сверхпроводник — нормальный металл сверхпроводник (SNS). В SNS-структурах требуемые плотности тока легко достижимы, а влияние емкости пренебрежимо мало. В то же время обеспечение высокой характерной частоты джозефсоновского контакта (2), определяемой произведением критического тока на нормальное сопротивление, оказывается затруднительным. Действительно, для обеспечения больших плотностей критического тока материал нормальной прослойки должен обладать большой эффективной длиной когерентности (длиной, на которой модуль «наведенного» параметра порядка электронов в сверхпроводящем состоянии уменьшается в нормальном металле в е раз), равной

$$\xi_{NC}^* = \frac{\hbar v_F}{2\pi k T_C},\tag{3}$$

если длина свободного пробега электронов в металле ℓ существенно меньше ξ_{NC}^* и других характерных пространственных масштабов задачи («чистый» предел) или

$$\xi_{ND}^* = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k T_C}} \tag{4}$$

в противоположном случае (в «грязном» пределе). Здесь v_F и $D = v_F \ell/3$ — скорость электронов на поверхности Ферми и коэффициент диффузии для нормального металла, k — постоянная Больцмана, T_C критическая температура исчезновения сверхпроводящего параметра порядка. Как видно, длина когерентности тем больше, чем больше скорость электронов на поверхности Ферми, т.е. чем выше проводимость материала.

С другой стороны, поскольку в качестве сверхпроводника в стандартной сверхпроводниковой технологии используется ниобий, обладающий большим удельным сопротивлением в нормальном состоянии, использование хорошего проводника (Au, Cu, Al) в качестве нормальной прослойки джозефсоновского контакта приводит к существенной деградации сверхпроводимости вблизи границы S-N (сверхпроводник — нормальный металл). Действительно, упомянутое подавление сверхпроводимости за счет эффекта близости определяет параметр

$$\gamma = \frac{\rho_S \xi_{SD}^*}{\rho_N \xi_{ND}^*},\tag{5}$$

где $\rho_{S,N}$ и $\xi^*_{SD,ND}$ — нормальные удельные сопротивления и длины когерентности находящихся в контакте сверхпроводящего и нормального материалов. Данный параметр (5) пропорционален отношению числа нормальных электронов, способных за единицу времени диффундировать из N- в S-материал к количеству «коррелированных» электронов, переносящих бездиссипативный ток, способных за то же время продиффундировать в обратном направлении. Качественно ясно, что даже при сравнимых длинах когерентности $\xi^*_{SD} \sim \xi^*_{ND}$ в случае большого значения γ , определяемого соотношением ρ_S/ρ_N , в сверхпроводящей части S-N-интерфейса окажется избыток нормальных электронов, что приведет к практически полному подавлению сверхпроводимости вблизи S-N-границы.

Предел малых γ соответствует так называемым «жестким граничным условиям»: подавление сверхпроводимости в S-электроде практически отсутствует и нормальный металл в SNS-структуре способен переносить заметный бездиссипативный ток. Для практической реализации этих граничных условий нормальный металл должен обладать существенно большим удельным сопротивлением, чем ниобий, а толщина металла, например сплава палладия с золотом или титана, не должна превышать его длину когерентности, что составляет для такого рода проводников единицы нанометров и сравнимо с шероховатостью границ в гетероструктуре [14]. Как следствие нормальное сопротивление реальных джозефсоновских SNS-контактов оказывается чрезвычайно мало - от нескольких мОм (Nb-Ti-Nb) до десятков мОм (Nb-PdAu-Nb), а характерное напряжение $I_C R_N$ — от десятка мкВ (Nb–Ti–Nb) до сотни мкВ (Nb-PdAu-Nb) [17, 18], что соответствует характерной частоте контактов, $\omega_c/2\pi = 5-50$ ГГц, намного меньшей соответствующей частоты туннельных джозефсоновских контактов, лежащей в диапазоне сотен ГГц.

Более перспективным подходом к миниатюризации основного элемента сверхпроводниковых цифровых схем является использование джозефсоновских гетероструктур Nb- α Si-Nb. Интерес к использованию аморфного кремния (α Si) в качестве материала слабой связи был изначально обусловлен более низкой, чем в оксиде алюминия, высотой потенциального барьера. Казалось, что это обстоятельство должно открыть возможности для изготовления туннельных структур с более толстыми и более технологичными барьерами. Экспериментальные исследования показали, что в результате последовательных осаждений в зависимости от характера и степени допирования кремния ниобием образуется либо относительно плохой диэлектрик, транспортные свойства которого определяются в основном туннелированием квазичастиц («некоррелированных» электронов в нормальном состоянии) через локализованные состояния, либо материал с металлическим характером проводимости.

В первом случае основным механизмом, обеспечивающим транспорт заряда через область слабой связи, является туннелирование. При этом возникают проводящие каналы за счет упругого и неупругого резонансного туннелирования. Неупругий канал не может обеспечить транспорт сверхпроводящего (бездиссипативного) тока и фактически определяет величину нормального сопротивления, шунтирующего переход. Наличие упругих каналов, наоборот, эквивалентно образованию сверхпроводниковых закороток в матрице с туннельной проводимостью.

Во втором случае (образования материала с металлическим характером проводимости) аморфный кремний легировался атомами Nb за счет диффузии до полного вырождения полупроводника (т.е. до превращения прослойки α Si в высокоомный металл). В этом случае $\rho_N \gg \rho_S$, подавление сверхпроводимости в ниобиевых электродах пренебрежимо мало. Полученные на джозефсоновских переходах торцевого и планарного типа (в некоторых работах использовалось допирование вольфрамом) [19-22] значения нормального сопротивления и характерного напряжения достаточно высоки: до 0.06 Ом и до 0.3 мВ соответственно. При этом внутреннее шунтирование за счет процессов неупругого туннелирования электронов через локализованные на примесях в *α*Si состояния обеспечивает для компактных Nb-аSi-Nb джозефсоновских элементов (размером до 2.5 × 2.5 мкм) однозначность вольт-амперной характеристики и малую «инерционность». Важно подчеркнуть, что толщина изолирующих барьеров на основе оксида алюминия в SINIS-контактах (на таких структурах пытались получить достаточно высокие значения нормального сопротивления и характерного напряжения) примерно в десять раз меньше толщины области слабой связи для гетероструктуры Nb- α Si-Nb со сравнимыми плотностями критического тока. Следовательно, использование джозефсоновских контактов с легированным кремнием не требует работы со сверхтонкими слоями (толщиной порядка 1 нм) с невоспроизводимыми характеристиками. Все перечисленные выше особенности джозефсоновских элементов с использованием аморфного кремния в области слабой связи обеспечивают возможность их успешного использования в устройствах сверхпроводниковой электроники (уже продемонстрирована корректная работа цифровых схем с характерной частотой до 165 ГГц [23]). При этом не видно принципиальных трудностей, препятствующих созданию субмикронных джозефсоновских контактов Nb-аSi-Nb: плотности критического тока более 100 кА/см² уже были продемонстрированы экспериментально [20]. Успешное создание джозефсоновских стеков с внутренним шунтированием [24] открывает путь к использованию «третьего измерения» для дополнительного увеличения степени интеграции сверхпроводниковых интегральных схем.

3. Представление информации в цифровых сверхпроводниковых схемах и ограничения на степень интеграции

Фундаментальным свойством сверхпроводящего состояния материала является экранировка внешнего магнитного поля (вплоть до величины критического поля, разрушающего сверхпроводимость). В то же время в свободной от сверхпроводника области внутри сверхпроводящего контура магнитный поток может устойчиво существовать, однако его величина будет строго квантована, т.е. кратна минимально возможному магнитному потоку $\Phi_0 = h/2e_0$, называемому квантом магнитного потока. Физически явление квантования магнитного потока отражает закон сохранения импульса (с учетом импульса, создаваемого магнитным полем) и 2π -периодичность фазы сверхпроводящего параметра порядка (аналогично правилу квантования Бора-Зоммерфельда).

Принцип обработки и хранения информации в цифровой сверхпроводниковой электронике, получивший на сегодняшний день наибольшее распространение, был предложен в конце 1980-х гг. сотрудниками МГУ имени М.В. Ломоносова К.К. Лихаревым, В.К. Семёновым и О.А. Мухановым [25-27]. Бит информации здесь представляется в виде наличия/отсутствия одного кванта магнитного потока в простейшем сверхпроводящем контуре (квантовом интерферометре), содержащем джозефсоновские контакты (рис. 2, *a*). Суммарный магнитный поток в таком контуре, соответствующий суммарному скачку фазы на джозефсоновских контактах и градиенту фазы на индуктивностях связующих сверхпроводников, будет кратен кванту магнитного потока, так что набег фазы сверхпроводящего параметра порядка по контуру будет кратен 2π .



Рис. 2. а — пример сверхпроводящего контура, содержащего два джозефсоновских контакта. Джозефсоновские контакты обозначены перекрестиями. Суммарный магнитный поток в контуре кратен кванту потока Φ_0 . Круговой стрелкой показан циркулирующий ток, соответствующий магнитному потоку, находящемуся в контуре; δ — джозефсоновская передающая линия. Квант магнитного потока передается между контурами за счет силы Лоренца, создаваемой приложенным током *I*

Механическим аналогом замкнутого сверхпроводящего контура является пружина, закрепленная с двух концов. Приложение внешнего магнитного потока соответствует скручиванию пружины с соответствующим увеличением запаса энергии. Включение двух джозефсоновских контактов в замкнутый контур эквивалентно замене жестких граничных условий на более «мягкие», когда пружина подсоединяется к двум маятникам вдоль оси их крепления. Отклонение одного из маятников от положения равновесия приведет не только к скручиванию пружины, но и к отклонению от положения равновесия второго маятника в соответствии с конечным моментом его инерции и жесткостью пружины. Таким образом, лишь часть энергии перейдет в энергию, запасенную в пружине. Очевидно, что при малой жесткости пружины (большой индуктивности связующих сверхпроводников) маятники (джозефсоновские контакты) оказываются слабо связанными. В этом случае положение, при котором один из маятников отклонен на угол, превышающий «угол неустойчивого равновесия» π , а другой — на величину меньше π (состояние, соответствующее наличию магнитного потока в контуре с джозефсоновскими контактами), будет устойчивым. Увеличивая количество связанных параллельно джозефсоновских контактов (количество маятников в цепочке) и прикладывая ток питания (вращающий момент), как показано на рис. 2, δ , можно передавать магнитный поток из одного контура в другой вдоль по цепи за счет силы Лоренца (распространение волнового пакета в дискретной цепи маятников). Такая цепочка называется джозефсоновской передающей линией, а описанный процесс соответствует процессу передачи информации в схемах цифровой сверхпроводниковой электроники.

В цифровых джозефсоновских схемах, основанных на комбинации квантовых интерферометров с джозефсоновскими передающими линиями, используется *тактовый импульсный принцип работы*. Кванты магнитного потока и связанные с их движением быстрые «одноквантовые» импульсы напряжения (БОК-импульсы, для которых $\int V dt = \Phi_0$) на джозефсоновских переходах используются как «тактовые импульсы», т. е. делят время работы на такты. Квант магнитного потока, появившийся на входе или на выходе схемы в течение такта, рассматривается как логическая «1», а отсутствие кванта — как логический «0», причем тактовая частота для ключевых схем может достигать 770 ГГц [28].

Отметим, что уменьшение величины связующей индуктивности передающей линии (увеличение жесткости пружины) будет соответствовать уменьшению дискретности цепи, что приведет к распределению магнитного потока на несколько контуров, поэтому величину индуктивности выбирают таким образом, чтобы квант потока был локализован преимущественно в одном контуре. Сформулированное в виде неравенства $I_C L/\Phi_0 > 1$, это требование с учетом реальных плотностей критического тока джозефсоновских переходов $i_C \approx 1$ кA/см² приводит к характерной величине геометрической индуктивности контура порядка $L \ge 10$ пГн. Из этого условия и следует ограничение на минимальный размер элементарных схем сверхпроводниковой электроники. При этом в реальных схемах параллельно функциональным слоям сверху и снизу лежат сплошные экранирующие сверхпроводящие слои, защищающие схемы от внешних магнитных наводок. Наличие этих слоев приводит к концентрации магнитного поля вблизи контуров и эффективному уменьшению их индуктивности, что в свою очередь приводит к необходимости дополнительного увеличения размеров схем и уменьшению степени их интеграции.

Реальный размер элементарного контура, состоящего из двух связанных параллельно джозефсоновских контактов, составляет $S_{cell} \ge 200 \text{ мкm}^2$. Это дает оценку максимальной степени интеграции, выраженной в количестве джозефсоновских контактов на чипе. Например для размера чипа $5 \times 5 \text{ мм} N = 1.25 \cdot 10^5$ контактов. На практике степень интеграции оказывается на порядок ниже, так что реальные схемы содержат порядка $(1-1.5) \cdot 10^4$ контактов. Например, 8-битовое арифметическо-логическое устройство, функционирование которого на частоте 20 ГГц было недавно продемонстрировано [29], содержало всего N = 7710 контактов. Низкая степень интеграции также препятствует созданию сверхпроводниковой памяти с достаточной емкостью. Рекордная емкость сверхпроводникового запоминающего устройства с произвольной выборкой составляет всего 4 кбит [30]. В качестве выхода из сложившейся ситуации на сегодняшний день используется гибридная сверхпроводниковая-полупроводниковая память [31, 32]. Экспериментально была продемонстрирована работа гибридного устройства с произвольной выборкой емкостью 64 кбит [31]. К сожалению, использование гибридного подхода, предполагающее передачу данных между чипами со сверхпроводниковыми логическими схемами и полупроводниковой памятью, заметно ухудшает быстродействие и увеличивает суммарное энергопотребление систем.

4. Джозефсоновский *п*-контакт

Из сказанного выше следует, что основной причиной низкой степени интеграции цифровых сверхпроводниковых схем является необходимость хранения и передачи кванта магнитного потока Φ_0 , что накладывает ограничение на величину геометрической индуктивности элементарного контура с джозефсоновскими контактами. Решением данной проблемы может стать использование так называемого джозефсоновского π -контакта [33, 34]. Джозефсоновская фаза такого контакта в равновесном состоянии смещена на π , что обусловливает изменение вида бездиссипативного слагаемого тока в уравнении (1) и формально эквивалентно смене знака перед ним:

$$I = I_C^{\pi} \sin(\varphi + \pi) = -I_C^{\pi} \sin\varphi.$$
(6)

В случае когда критический ток π -контакта, т.е. джозефсоновского элемента с ток-фазовым соотношением (6), заметно превышает критические токи других контактов схемы, он будет функционировать как нелинейная индуктивность $L_J = \Phi_0/(2\pi I_C^\pi \cos \phi)$ и обеспечивать дополнительное падение фазы сверхпроводящего параметра порядка на π .

В ряде работ [35-37] была экспериментально продемонстрирована возможность полной замены геометрической индуктивности контура логического элемента на π-контакт с сохранением диапазона параметров устойчивого функционирования схемы. При этом размеры сверхпроводниковой памяти, элементарной ячейкой которой является контур с одним или двумя джозефсоновскими контактами [27], могут быть также заметно сокращены с использованием *п*-контактов. Возможность создания схем с пренебрежимо малой геометрической индуктивностью значительно увеличивает их компактность, а с учетом упомянутой выше возможности соединения джозефсоновских переходов в стеки открывает реальную перспективу масштабирования элементной базы сверхпроводниковой электроники в субмикронную область [35]. В то же время для некоторых схем, например рассмотренной джозефсоновской передающей линии, сдвиг фазы на π не представляет дополнительных преимуществ [36], поэтому для уменьшения их геометрической индуктивности могут использоваться обычные контакты с большим критическим током (или стек из нескольких контактов) [38]. Несмотря на то что в предлагаемых модификациях

схем *π*-контакт все время остается в сверхпроводящем состоянии, его нормальное сопротивление R_N и джозефсоновская индуктивность L_I формируют низкочастотный фильтр с характерной временной константой $\tau_{\pi} = |L_I|/R_N = \Phi_0/|2\pi I_C^{\pi} R_N \cos \phi|$. Быстродействие схемы не уменьшается из-за включения в нее *π*-контакта, если величина произведения *I_CR_N* для *π*-контакта была порядка соответствующей величины обычных джозефсоновских контактов. Экспериментальная реализация π-контактов с требуемыми параметрами долгое время представлялась затруднительной. В последние годы при участии сотрудников Московского университета были найдены технологические решения, позволяющие реализовать π - и даже φ -контакты (контакты с произвольным сдвигом фазы в равновесном состоянии ϕ_* , $0 < \phi_* < \pi$) посредством включения магнитных слоев в область слабой связи [39-41]. Подробному объяснению физических принципов, лежащих в основе упомянутых технологических решений, посвящен следующий раздел.

5. Принципы изготовления «магнитных» джозефсоновских контактов

Напомним, что бездиссипативный ток («сверхток») обычно переносят так называемые синглетные куперовские пары — пары коррелированных электронов с противоположными значениями проекции спина на ось квантования [42, 43]. Как следствие сверхпроводимость разрушается под действием даже сравнительно слабого магнитного поля, стремящегося выстроить все спиновые магнитные моменты электронов в одном направлении.

В частности, в ферромагнетике (F) в процесс разрушения куперовских пар вносят свои вклады и тепловая энергия, и обменное магнитное поле (с энергией *H*). Длина когерентности для F-материала в «грязном пределе» равна [44] (выражение (4) описывает аналогичную величину для N-материала)

$$\xi_{\rm F1,2} = \left(\frac{\hbar D}{((k_B T)^2 + H^2)^{1/2} \pm k_B T}\right)^{1/2}.$$
 (7)

Здесь ξ_{F1} и ξ_{F2} — действительная и мнимая части комплексной длины когерентности в ферромагнетике. Причем если действительная часть, заданная выражением (7), по-прежнему определяет скорость экспоненциального «затухания» амплитуды плотности вероятности обнаружить межэлектронные куперовские корреляции, то мнимая часть задает период знакопеременных осцилляций этой функции. Специфика поведения сверхпроводящих корреляций вблизи SF-границы и сравнение со случаем SN-границы проиллюстрирована на рис. 3. Одним из проявлений этой специфики гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик являются знакопеременные осцилляции критического тока джозефсоновского SFS-контакта, которые и легли в основу реализаций «магнитных» π -контактов [45].

Естественным развитием работ по созданию магнитных джозефсоновских контактов явились попытки создания компактных магнитных сверхпроводниковых элементов памяти, в которых хранение информации не связано с наличием/отсутствием кванта потока в схеме, а представляется путем различного направ-



Рис. 3. Поведение функций, определяющих амплитуды вероятности обнаружить синглетные и триплетные сверхпроводящие электронные корреляции в окрестности границ SN (сверху) и SF (снизу)

ления устойчивой намагниченности ферромагнитного слоя. «Антагонизм» сверхпроводимости и ферромагнетизма в течение долгого времени мешал создавать компактные магнитно-сверхпроводниковые элементы памяти, управляемые слабыми магнитными и токовыми сигналами, типичными для устройств сверхпроводниковой электроники. Исторически первой была реализована система памяти [46, 47], включающая непосредственный контакт между сверхпроводником (или областью слабой связи джозефсоновского контакта с наведенной сверхпроводимостью) и простейшим магнитным вентилем. В качестве управляющего вентиля использовалась структура, состоящая из двух слоев ферромагнитных (F) материалов с разными коэрцитивными силами, разделенных прослойкой неферромагнитного материала [48], что позволяло за счет внешних полей управлять взаимными ориентациями намагниченности F-слоев. Очевидно, что куперовские пары в окрестности области контакта с вентилем будут разрушаться, причем в случае параллельной (ферромагнитной) ориентации намагниченностей в слоях плотность критического тока сверхпроводника (джозефсоновского контакта) будет подавлена значительно сильнее, чем в случае антипараллельной (антиферромагнитной) ориентации. Для реализации вентиля необходимо обеспечить в ферромагнитных пленках большие значения магнитных моментов, чтобы созданное пленками магнитное поле могло существенным образом изменять сверхпроводящие свойства структуры. Соответственно для управления протекающим током приходилось создавать большие магнитные поля перемагничивания (порядка 20-40 мТл). В дальнейшем от непосредственного контакта сверхпроводниковых цепей с магнитным материалом удалось отказаться: «ферромагнитная точка», намагниченностью которой управляли через отдельную токопроводящую линию, воздействовала на находящийся недалеко джозефсоновский контакт только за счет создаваемого ею магнитного поля [49].

Несомненно более компактным элементом оказался магнитный джозефсоновский контакт, содержащий

5 ВМУ. Физика. Астрономия. № 4

магнитные многослойные структуры непосредственно в области слабой связи [39–41, 50, 51]. Наиболее простое решение — использовать в качестве слабой связи описанный выше магнитный вентиль [48]. В частности, было показано [52, 53], что переход от ферромагнитной к антиферромагнитной ориентации намагниченностей F-слоев в туннельных SFIFS контактах действительно может привести как к усилению критического тока, так и к смене его знака (переходу в π -состояние).

Для уменьшения величины магнитных полей, требуемых для управления критическим током джозефсоновского контакта, в свое время перешли к использованию ферромагнетиков с малой коэрцитивной силой: для структуры сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) с использованием слоя Pd_{0.99} Fe_{0.01} (температура Кюри всего около 15 К) в области слабой связи была продемонстрирована возможность переключения между двумя состояниями с существенно разными значениями критического тока при помощи слабых магнитных полей ~1 Гс [54]. Особо отметим, что в такой структуре (с кластерным типом магнетизма [55]) используется только один магнитный слой, двумя устойчивыми состояниями которого являются состояния «Намагничено» и «Размагничено»: разные значения эффективного обменного поля в F-слое приводят к разной степени подавления наведенной сверхпроводимости в области слабой связи и разным значениям критического тока джозефсоновского контакта. Принципиальная схема относительно компактного джозефсоновского элемента памяти, в основе принципа работы которого лежат переключения между двумя состояниями с разными критическими токами, представлена на рис. 4, б: в устойчивом состоянии с высоким критическим током при прохождении одноквантового импульса магнитный джозефсоновский контакт не переключается в резистивное состояние и не мешает волне распространяться по передающей линии; в противоположном случае элемент перейдет в резистивное состояние и «выпустит» квант потока из передающей линии. Как видим, в данном случае размер самого элемента памяти совпадает с размером контакта.



Рис. 4. Принципиальные схемы SIsFS-структуры (а) и ячейки памяти на основе SIsFS-структуры (б)

6. «Магнитные» джозефсоновские контакты с промежуточными сверхпроводящими слоями в области слабой связи

Интеграция джозефсоновской памяти на магнитных джозефсоновских контактах с цепями быстрой цифровой сверхпроводниковой электроники будет успешна, если исследуемые структуры удовлетворяют двум требованиям: 1) обеспечивают возможность быстрого перемагничивания ферромагнитного слоя малым магнитным полем для операции «Запись»;

 2) обладают малым временем переключения джозефсоновского контакта (величина I_C R_N магнитного контакта должна быть порядка соответствующей величины обычного контакта) для реализации операции «Считывание».

Использование изолирующей прослойки увеличивает сопротивление джозефсоновского контакта R_N , однако расплатой за это является уменьшение критического тока Іс, и в результате, как видно из выражения (2), характерная частота элемента $\sim I_C R_N$ и остается сравнительно небольшой (1-2 ГГц). Малые значения характерных частот существенно ограничивают возможности применения запатентованных SIFS-структур как в качестве π -контактов, так и в качестве элементной базы быстрой джозефсоновской памяти. Существенно увеличить критический ток пытаются за счет создания на специальных магнито-активных областях триплетных сверхпроводящих корреляций, для которых спиновая часть волновой функции имеет вид | |↓↓⟩: длина затухания таких корреляций в ферромагнетике весьма велика [56-59]. Но эту же проблему можно успешно решить, вводя в область слабой связи дополнительный сверхпроводящий слой (как показано на рис. 4, a). Теоретические и экспериментальные исследования, проведенные с участием сотрудников Московского университета, продемонстрировали возможность создания базового джозефсоновского элемента с управляемым критическим током, характерная частота которого отличалась от традиционного туннельного SIS контакта менее чем на 25% [60, 61]. Как видно из рис. 5, а, обобщающего результаты применения разработанного в МГУ имени М.В. Ломоносова алгоритма самосогласованного анализа токового транспорта для одномерных джозефсоновских структур, включающих многокомпонентную прослойку из ферромагнитного и (или) изолирующего слоев, структура с дополнительным сверхпроводящим слоем в области слабой связи обладает максимально возможным значением абсолютной величины произведения I_CR_N. Кроме того, в интересующей нас области параметров (что видно, в частности, и из рис. 5, δ) абсолютная величина произведения $I_C R_N$ практически не меняется при малых изменениях эффективного обменного поля. Это дает возможность создавать в эксперименте джозефсоновские переходы с малым разбросом параметров (причем такие параметры отдельно взятого перехода остаются неизменными даже после большого количества циклов записи/перезаписи), что совершенно необходимо для любых практических применений [62, 63]. Небольшое изменение намагниченности прослойки во внешнем магнитном поле позволяет эффективно управлять величиной критического тока Іс джозефсоновского контакта. Два состояния контакта с минимальным и максимальным Іс могут использоваться для хранения логических «О» и «1», причем оба состояния стабильны во времени.

Благодаря сочетанию сверхпроводника и слабого ферромагнетика магнитные джозефсоновские контакты SIsFS-типа при оптимальном выборе эффективной толщины прослойки ферромагнетика обеспечивают сдвиг





Рис. 5. а — абсолютная величина нормированного произведения $I_C R_N$ SIsFS структуры и стабильность этого параметра при изменении эффективного обменного поля в F-слое для двух важных предельных случаев: (mode 1a) — параметр порядка на острове S' отличен от нуля, и сверхпроводимость в этой прослойке полностью подавлена (mode 2). Для сравнения приведены аналогичные расчетные данные для структур сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (SIS), сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS), сверхпроводник-изолятор-ферромагнетик-сверхпроводник (SIFS) и т.д.; б — зависимость нормированного произведения I_CR_N SIsFS-структуры от эффективной обменной энергии, величиной которой управляет приложенное магнитное поле для описанных выше случаев [61]. На приведенных графиках *J*_C — критическая плотность тока, *R*_N — сопротивление контакта в нормальном состоянии, T_C критическая температура использованного сверхпроводника, Δ_0 - «амплитуда спаривания», определяющая концентрацию сверхпроводящих корреляций вдали от границы S-материала

фазы бездиссипативного слагаемого тока на π , что дает возможность реализации π -контактов с высоким значением произведения $I_C R_N$.

Наконец, для определенных толщин F-слоя возможен резкий температурный 0-*π*-переход [61], позволяющий конструировать 0-*п*-переключатели на основе S-IsF-S-элемента. Поясним концепцию предложенного сотрудниками Московского университета переключателя [64]. Такой элемент, выполненный в планарной геометрии, состоит из двух сверхпроводящих электродов и области слабой связи, включающей магнитный слой с непосредственной или резонансной проводимостью, слой изолятора и сверхпроводящий слой между ними, а также два вспомогательных сверхпроводящих подвода для задания тока через магнитный слой. Отличие от известных ранее джозефсоновских SFS-структур состоит в том, что при протекании тока по магнитному слою, локализованному в области слабой связи между сверхпроводящими электродами, происходит выделение энергии, приводящее к увеличению эффективной рабочей температуры перехода, сопровождающемуся резким изменением величины и знака критического тока, что проиллюстрировано рис. 6. На этом рисунке штриховой линией представлена температурная зависимость нормированного критического тока для случая, когда толщина магнитного слоя достаточно мала (отношение этой толщины к длине когерентности в сверхпроводящих материалах равно 0.3 и менее): в этом случае критический ток для любых температур положителен, реализован случай так называемого 0-состояния; произведение критического тока на нормальное сопротивление достаточно велико и близко к значениям, типичным для SIS структур. Пунктирная линия соответствует случаю, когда толщина магнитного слоя достаточно мала (отношение этой толщины к длине когерентности в сверхпроводящих материалах равно 1 и более): критический ток для любых температур отрицателен, реализован случай так называемого *п*-состояния; произведение абсолютной величины критического тока на нормальное сопротивление достаточно велико и близко к значениям, типичным для структур сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник. Сплошной линией представлена нормированная зависимость *I_C(T)* для случая, когда толщина магнитного слоя обеспечивает возможность эффективного переключения между состояниями с положительным и отрицательным значениями *I*_C. Когда отношение «магнитной» толщины к длине когерентности в сверхпроводящих материалах равно 0.46, критический ток резко меняет величину и даже знак при изменении нормированной температуры на 0.2, что хорошо видно из рис. 6, а. Это и позволяет реализовать на основе такой структуры управляемый 0-*π* переключатель, который был бы весьма полезен для самых различных приложений [37, 65, 66].

Необходимо отметить, что для SIsFS структуры как элемента памяти присущ ряд существенных недостатков. Так же как и контакты SIS-типа, SIsFS-элементы обладают большой емкостью и требуют внешнего шунтирования. Использование металлического слоя ферромагнетика приводит к сильному подавлению сверхпроводимости в электродах, а формирование сложной составной прослойки с прецизионно тонкими слоями (нанослоями) требует применения двух разных технологий формирования для I- и F-слоев. Кроме того, существенным недостатком при использовании любых джозефсоновских структур с одним магнитным слоем в качестве базы для элементов памяти является сложность



Рис. 6. а — зависимость величины нормированного значения критического тока SIsFS-структуры от температуры, нормированной на критическую температуру используемых сверхпроводящих материалов; б — принципиальная схема SIFsFIS-структуры

реализации надежного механизма «полувыборки» (проведения операции над элементом только в случае одновременной подачи двух управляющих сигналов).

Более универсальной и масштабируемой конструкцией представляется реализация джозефсоновского контакта (выполненного в планарной, торцевой или мостиковой геометрии), слабая связь которого включает два магнитных слоя с резонансной проводимостью и сверхпроводящий слой между ними (рис. 6, б) [67]. При изменении направления намагниченности одного из F-слоев в сверхпроводящей пленке s, локализованной в области слабой связи между упомянутыми магнитными слоями, происходит существенное восстановление (подавление) сверхпроводимости. При оптимальном подборе параметров можно добиться фазового перехода промежуточного s-слоя из нормального состояния в сверхпроводящее или из сверхпроводящего в нормальное. В частности, переход s-слоя в нормальное состояние означает, что вместо двух последовательно соединенных джозефсоновских переходов (SIFs и sFIS) с относительно большими значениями критического тока мы получим один с комплексной — IFNFI областью слабой связи и очень маленьким критическим током. Такая конструкция позволит реализовать механизм полувыборки в матрице памяти аналогично тому, как это сделано в технологии магниторезистивной памяти на магнитных туннельных переходах [68]. Для того чтобы обеспечить компактность предлагаемого магнитного контакта в качестве материала для магнитных слоев с резонансной проводимостью, должен быть использован описанный в первом разделе статьи аморфный кремний, допированный атомами железа или никеля. При таком «ферромагнитном» допировании в области слабой связи формируются «магнитные слои», управлять взаимной ориентацией намагниченностей которых можно при помощи слабых внешних полей. Использование в качестве основы ранее разработанных джозефсоновских контактов Nb/ α Si/Nb (SDS-типа) с внутренним шунтированием позволит добиться однозначности вольт-амперной характеристики и малой инерционности контакта, не прибегая к внешнему шунтированию.

Заключение

Таким образом, джозефсоновские контакты с внутренним шунтированием (и в первую очередь контакты с легированным аморфным кремнием в области слабой связи) *могут* иметь размер менее 1×1 мкм и при этом демонстрировать (достаточно большой на фоне тепловых флуктуаций) критический ток $I_C \ge 100$ мкА, что открывает дорогу к созданию на их основе перспективных больших интегральных сверхпроводниковых схем.

Магнитные контакты с внутренним шунтированием (и в первую очередь контакты с магнитным легированием аморфного кремния), обеспечивающие сдвиг джозефсоновской фазы на π в состоянии устойчивого равновесия, позволяют резко уменьшить геометрическую индуктивность и как следствие размер основных логических ячеек быстрой одноквантовой логики.

Магнитные джозефсоновские контакты со слабым ферромагнетиком в области слабой связи могут быть использованы как джозефсоновские элементы памяти, причем размер такого элемента памяти определяется размером всего лишь одного контакта. Однако характерная частота таких элементов достаточно мала.

Обобщение и оценка результатов теоретического и экспериментального анализа особенностей токового транспорта через магнитные джозефсоновские структуры со вспомогательным сверхпроводящим s-островом в области слабой связи позволили сформулировать обоснованные рекомендации по созданию:

1) быстродействующего элемента памяти на основе SIsFS-структуры;

2) $0-\pi$ -переключателя с высокой характерной частотой на основе той же SIsFS-структуры;

 высокочастотного элемента памяти на основе джозефсоновской гетероструктуры с двумя магнитными слоями для защиты от ложных срабатываний.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение 14.ВВВ.21.0015), фонда «Династия», гранта Президента РФ (МК-1841.2014.2) и РФФИ (гранты 14-02-31002-мол-а, 14-02-90018-бел-а).

Список литературы

- Nishijima S., Eckroad S., Marian A. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2013. 26. P. 113001; Mukhanov O.A. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2011. 21, N 3. P. 760.
- Holmes D.S., Ripple A.L., Manheimer M.A. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2013. 23. P. 1701610.
- 3. Landauer R. // IBM J. Res. and Dev. 1961. 3. P. 183.
- Mukhanov O., Gupta D., Kadin A., Semenov V. // Proc. IEEE. 2004. 92. P. 1564.

- 5. Ren J., Semenov V.K., Polyakov Y.A. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2009. 19. P. 961.
- Ren J., Semenov V.K. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2011. 21. P. 780.
- 7. Bennett C. // IBM J. of Res. and Dev. 1973. 17. P. 525.
- Gan Z.H., Dong W.Q., Qiu L.M. et al. // Cryogenics. 2009. 49. P. 198.
- 9. Xu M.Y., Waele A.T.A.M. de, Ju Y.L. // Cryogenics. 1999.39. P. 865.
- Wang C., Thummes G., Heiden C. // Adv. Cryo. Eng. 1998.
 43. P. 2055.
- 11. Stewart W.C. // Appl. Phys. Lett. 1968. 12, No. 8. P. 277.
- 12. Likharev K.K. // Rev. Mod. Phys. 1979. 51, N 1. P. 101.
- 13. http://www.hypres.com/
- Kupriyanov M.Yu., Brinkman A., Golubov A.A. et al. // Physica C. 1999. **326-327**. P. 16.
- Hidaka M., Nagasawa S., Hinode K., Satoh T. // IEICE Trans. Electronics. 2008. E91.C, N 3. P. 318.
- Tolpygo S.K., Yohannes D., Hunt R.T. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2007. 17, N 2. P. 946.
- Benz S.P., Hamilton C.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1995.
 71. P. 1866.
- Shoji A., Yamamori H. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2003. 13. P. 919.
- Гудков А.Л., Куприянов М.Ю., Лихарев К.К. // ЖЭТФ. 1988. 94, № 7. С. 319.
- 20. Гудков А.Л., Куприянов М.Ю., Самусь А.Н. // ЖЭТФ. 2012. **141**, № 5. С. 939.
- Olaya D., Baek B., Dresselhaus P., Benz S.P. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2008. 18. P. 1797.
- 22. Olaya D., Dresselhaus P., Baek B. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2009. **19**. P. 144.
- Olaya D., Dresselhaus P., Baek B. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. 96. P. 213510.
- 24. Гудков А.Л., Козлов А.И., Самусь А.Н., Краснополин И.Я. // Сб. тр. V Всеросс. науч.-техн. конф. «Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем — 2012» (МЭС-2012). С. 643.
- 25. Likharev K.K., Koshelets V.P. et al. // IEEE Trans. Magn. 1987. 23, N 2. P. 755.
- Likharev K.K., Semenov V.K., Mukhanov O.A. // IEEE Trans. Magn. 1987. 23, N 2. P. 759.
- 27. Likharev K.K., Semenov V.K. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1991. 1, N 1. P. 3.
- Chen W., Rylyakov A.V., Patel V. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. 9. P. 3212.
- 29. Filippov T., Dorojevets M., Sahu A. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2011. 21, N 3. P. 847.
- Nagasawa S., Numata H. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. 9. P. 3708.
- Liu Q., Fujiwara K. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2007. 17. P. 526.
- Mukhanov O.A., Kirichenko A.F., Filippov T.V., Sarwana S. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2011. 21. P. 797.
- Bulaevskii L.N., Kuzii V.V., Sobyanin A.A. // J. Exp. Theor. Phys. Lett. 1977. 25. P. 290.
- Buzdin A.I., Bulaevskij L.N., Panyukov S.V. // J. Exp. Theor. Phys. Lett. 1982. 35. P. 178.
- Ustinov A. V., Kaplunenko V.K. // J. Appl. Phys. 2003. 94, N 8. P. 5405.
- Ortlepp T., Mielke O., Verwijs C.J.M. et al. // Science. 2006. 312. P. 1495.
- Feofanov A.K., Oboznov V.A., Bol'ginov V.V. et al. // Nat. Phys. 2010. 6. P. 593.
- Kadin A.M., Mancini C.A., Feldman M.J., Brock D.K. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. 11. P. 1050.
- Pugach N. G., Goldobin E., Kleiner R., Koelle D. // Phys. Rev. B. 2010. 81. P. 104513.

- 40. Goldobin E., Sickinger H., Weides M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. **102**. P. 242602.
- Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Karminskaya T.Yu. et.al. // Supercond. Sci. and Technol. 2013. 26. P. 015005.
- Хакен Х. Квантово-полевая теория твердого тела. М., 1980.
- 43. Zagoskin A. Quantum theory of many-body systems: Techniques and Applications. N. Y., 1998.
- 44. Buzdin A.I., Kupriyanov M.Yu. // JETP Lett. 1991. 53, N 6. P. 321.
- 45. Рязанов В.В. // УФН. 1999. 169. С. 920.
- Oh S., Youm D., Beasley M. // Appl. Phys. Lett. 1997. 71. P. 2376.
- 47. Youm D., Beasley M. // Патент США US 6233171 B1. 15.05.2001.
- 48. Johnson M.B., Clinton T.W. // Патент США US 6414870 В1. 02.07.2002.
- Held R., Xu J., Schmehl A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006.
 89. P. 163509.
- 50. Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Sidorenko A.S. // Phys. Rev. B. 2009. **79**, N 13. P. 134516.
- Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Sidorenko A.S. // Phys. Rev. B. 2010. 81. P. 214518.
- Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. // Phys. Rev. Lett. 2001. 86. P. 3140.
- 53. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Fominov Ya.V. // JETP Lett. 2002. **75**, N 4. P. 190.
- 54. Bol'ginov V.V., Stolyarov V.S., Sobanin D.S. et al. // JETP Lett. 2012. 95, N 7. P. 408.

- Uspenskaya L.S., Rakhmanov A.L., Dorosinskiy L.A. et al. // JETP Lett. 2013. 97. P. 155.
- 56. Eschrig M. // Phys. Today. 2011. 64, N 1. P. 43.
- 57. Robinson J. W.A., Witt J.D.S., Blamire M.G. // Science. 2010. **329**. P. 59.
- Klose C., Khaire T.S., Yixing Wang et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. 108. P. 127002.
- 59. *Herr A.Y., Herr Q.P.* // US Patent 8,270,209 B2 filed 30 Apr. 2010, issued 18 Sep. 2012.
- Bakurskiy S.V., Klenov N.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. 102. P. 192603.
- Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Soloviev I.I. et al. // Phys. Rev. B. 2013. 88. P. 144519.
- Khabipov M.I., Balashov D.V., Maibaum F. et al. // Supercond. Sci. and Technol. 2010. 23. P. 045032.
- 63. Klenov N.V., Pugach N.G., Sharafiev A.V. et al. // Phys. Sol. State. 2010. **52**, N 11. P. 2246.
- 64. Куприянов М.Ю., Бакурский С.В., Клёнов Н.В., Соловьёв И.И. // Заявка на патент РФ от 04 октября 2013 г. № 2013144619.
- 65. Klenov N.V., Sharafiev A.V., Bakurskiy S.V., Kornev V.K. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2011. **21**, N 3. P. 864.
- 66. Румянцева Т.С., Пугач Н.Г., Клёнов Н.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 1. С. 28 (Rumyantseva T.S., Pugach N.G., Klenov N.V. // Moscow University Phys. Bull. 2011. 66, N 1. P. 28).
- 67. Куприянов М.Ю., Бакурский С.В., Клёнов Н.В. и др. // Заявка на патент РФ от 17 июня 2013 г. № 2013127417.
- 68. Бабурин С., Самоделов А. // Компоненты и технологии. 2012. **10**. С. 51; www.everspin.com.

Progress in the area of new energy-efficient basic elements for superconducting electronics

S. V. Bakurskiy¹, A. L. Gudkov³, N. V. Klenov^{1,a}, A. V. Kuznetsov¹, M. Yu. Kupriyanov², I. I. Soloviev²

¹Department of Atomic Physics, Plasma Physics, and Microelectronics, Faculty of Physics,

M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University,

Moscow 119991, Russia.

³ F. V. Lukin Scientific Research Institute of Physical Problems, Zelenograd, Moscow 124460, Russia. E-mail: ^a nvklenov@gmail.com.

This review is devoted to a discussion of the prospects for solving the problem of a low degree of integration of the traditional elements for promising (due to the high performance and extremely low energy dissipation) superconducting digital electronics. We define three main directions on the path to compact multi-element Josephson electronic systems: (1) reduction of the Josephson junction to submicron size, (2) decrease of the area of standard logic cells, and (3) fabrication of a compact and rapid Josephson memory. We present the physical foundations of Josephson elements in order to show the fundamental constraints on establishing standard submicron tunnel contacts and compact logic cells/memory elements. This survey clearly demonstrates the essence of breakthrough technological solutions to create ultrasmall heterostructures with desired settings, reduce and optimize logic cells, and create memory unit cells based on Josephson junctions with magnetic layers.

Keywords: superconductivity, rapid single-quantum logic, magnetism, Josephson effect, Josephson junction, internal shunt, Josephson memory.

PACS: 74.45.+c, 74.50.+r, 85.25.Cp, 85.25.Hv, 74.78.-w, 75.47.-m, 85.75.-d. Received 24 February 2014.

English version: Moscow University Physics Bulletin 4(2014).

Сведения об авторах

- 1. Бакурский Сергей Викторович аспирант; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: r3zz@mail.ru.
- 2. Гудков Александр Львович канд. физ.-мат. наук, директор НИИФП им. Ф.В. Лукина; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: gudkov@niifp.ru.
- 3. Клёнов Николай Викторович канд. физ.-мат. наук, доцент, тел.: (495) 939-25-88, e-mail: nvklenov@gmail.com.
- 4. Кузнецов Алексей Валентинович студент; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: kuznetsov-1992@mail.ru.
- 5. Куприянов Михаил Юрьевич докт. физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: mkupr@pn.sinp.msu.ru.
- 6. Соловьёв Игорь Игоревич канд. физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: igor.soloviev@gmail.com.