

Аномальный эффект Джозефсона

Ю.М. Шукринов

Обзор посвящён одному из наиболее актуальных направлений современной физики конденсированного состояния — аномальному эффекту Джозефсона (АЭ), который заключается в возникновении в гибридной структуре фазового сдвига, приводящего к конечному сверхпроводящему току при нулевой разности фаз. АЭ отражает совместное проявление сверхпроводимости, спин-орбитального взаимодействия и магнетизма, исследование таких структур позволяет продвинуться в понимании их взаимного влияния, открывает многообещающие приложения в сверхпроводниковой спинтронике. Описана физика φ_0 -перехода, управление магнитными свойствами барьера посредством сверхпроводящего тока, а также, в свою очередь, влияние на джозефсоновский ток магнитного момента барьера. Приведено обсуждение новых эффективных методов переворота магнитного момента в φ_0 -переходе, в частности, импульсом сверхпроводящего тока. Исследованы квантовые свойства джозефсоновских наноструктур с магнитными и топологически нетривиальными барьерами для создания новых устройств сверхпроводниковой спинтронике. Экспериментальная реализация φ_0 -перехода, которая была недавно продемонстрирована в ряде работ прямым измерением соотношения ток–фаза, позволяет измерять величину спин-орбитальной связи и открывает новые возможности для фазового контроля джозефсоновских устройств. Эти исследования позволяют понять фундаментальные спин-зависимые явления, а также развить приложения для компьютерных технологий. В частности, управление магнитным состоянием с помощью сверхпроводящего тока открывает новые возможности для развития сверхбыстрой криогенной памяти. Приведены результаты исследования магнитной динамики вдоль вольт-амперной характеристики φ_0 -перехода и анализа спиновой динамики в таких переходах. Рассмотрен вопрос о возможности контроля магнитной прецессии возникновением высших гармоник в соотношении ток–фаза, а также постоянной компоненты тока, которые значительно возрастают вблизи ферромагнитного резонанса. Интересные явления в φ_0 -переходе возникают при воздействии внешнего электромагнитного излучения. Представлен анализ основных теоретических и экспериментальных работ, посвящённых АЭ, приведены примеры проявления АЭ в различных системах, указаны перспективы исследований в данном направлении, а также обсуждаются нерешённые задачи.

Ключевые слова: сверхпроводниковая спинтроника, джозефсоновские переходы, аномальный эффект Джозефсона, φ_0 -переход

PACS numbers: 74.50.+r, 85.25.Cp, 85.75.-d

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2020.11.038894>

Содержание

1. Введение (346).

2. Аномальный эффект Джозефсона. Основные свойства (348).

2.1. Реализация прямой связи между магнитным моментом и сверхпроводящим током в джозефсоновском φ_0 -переходе.

Ю.М. Шукринов^(1,2,3)

⁽¹⁾ Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация

⁽²⁾ Государственный университет "Дубна", ул. Университетская 19, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация

⁽³⁾ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация

E-mail: shukrinov@theor.jinr.ru

Статья поступила 26 августа 2020 г., после доработки 30 ноября 2020 г.

2.2. Управление магнитным моментом ферромагнетика с помощью сверхпроводящего тока. 2.3. Проявление ферромагнитного резонанса на вольт-амперной характеристике φ_0 -перехода. 2.4. Динамика намагничённости вдоль вольт-амперной характеристики φ_0 -перехода. 2.5. Переориентация лёгкой оси ферромагнетика в φ_0 -переходе. 2.6. Квантовое туннелирование магнитного момента в φ_0 -переходе сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник.

3. Проявления аномального эффекта Джозефсона в различных структурах (356).

3.1. φ_0 -переход при наличии движущихся доменных стенок. 3.2. Аномальный эффект в джозефсоновском переходе с антиферромагнитной прослойкой. 3.3. φ_0 -переход в многоканальных транспортных системах. 3.4. Аномальный эффект Джозефсона в диффузном ферромагнитном переходе. 3.5. φ_0 -переход на основе сверхпроводящих структур с квантовыми точками. 3.6. Аномальный эффект Джозефсона в полупроводниковых нанопроволоках. 3.7. Изменение магнитного потока в сверхпроводящей петле, содержащей джозефсоновский ψ -переход. 3.8. Тепловой аналог аномального эффекта Джозефсона.

4. **Аномальный эффект Джозефсона в структурах с топологическим изолятором (364).**
 - 4.1. Управление аномальным джозефсоновским током посредством майорановской моды.
 - 4.2. φ_0 -переходы в сверхпроводящих структурах с квантовым спин-холловским изолятором.
 - 4.3. φ_0 -переход, контролируемый инъекцией квазичастиц.
 - 4.4. Расщепление лёгкой оси ферромагнетика в джозефсоновском φ_0 -переходе сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник на поверхности трёхмерного топологического изолятора.
 5. **Аномальный эффект Джозефсона в системе джозефсоновский переход/наномагнит (368).**
 - 5.1. Свойства системы джозефсоновский переход/наномагнит.
 - 5.2. Ферромагнитный резонанс в системе джозефсоновский переход/наномагнит.
 - 5.3. Маятник Капицы в системе джозефсоновский переход/наномагнит.
 - 5.4. Шапироподобные ступеньки на вольт-амперной характеристике системы джозефсоновский переход/наномагнит.
 6. **Переворот магнитного момента в φ_0 -переходе (372).**
 - 6.1. Переворот магнитного момента импульсом тока.
 - 6.2. Периодичность в возникновении интервалов переворота магнитного момента при изменении параметров джозефсоновского перехода и импульса тока.
 - 6.3. Аналитические критерии перемagnичивания в φ_0 -переходе.
 - 6.4. Периодичность интервалов переворота в $r-G$ -плоскости.
 7. **Экспериментальная реализация аномального эффекта Джозефсона и перспективы применения (377).**
 - 7.1. φ_0 -джозефсоновский переход на основе нанопроволочной квантовой точки.
 - 7.2. Обусловленный спин-орбитальным взаимодействием аномальный фазовый сдвиг в джозефсоновском переходе на основе Bi_2Se_3 .
 - 7.3. Контролируемый затвором аномальный фазовый сдвиг в джозефсоновском переходе на основе Al/InAs .
 - 7.4. Джозефсоновские фазовые батареи.
 - 7.5. Криогенный элемент памяти на основе аномального эффекта Джозефсона.
 8. **Заключение (382).**
- Список литературы (383).

1. Введение

Сверхпроводниковая спинтроника является одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений физики конденсированного состояния. Важное место в этой области занимают исследования джозефсоновских переходов (ДП), связанных с магнитными системами [1, 2]. Способность управления магнитными свойствами с помощью джозефсоновского тока, а также влияние на сверхпроводящий ток прецессии магнитного момента привлекают особое внимание [3–5]. Центральную роль в этих явлениях играет спин-орбитальное (SO) взаимодействие. В джозефсоновских структурах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (SFS) спин-орбитальное взаимодействие в ферромагнетике без симметрии инверсии обеспечивает механизм прямой (линейной) связи между магнитным моментом и сверхпроводящим током. В этих переходах с нарушенной симметрией относительно обращения времени соотношение ток–фаза (ТФС) определяется как $I = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$ (I_c — критический ток), где сдвиг фазы φ_0 пропорционален магнитному моменту, перпендикулярному градиенту асимметричного спин-орбитального потенциала [6]. Джозефсоновские переходы с таким ТФС называют φ_0 -переходами, они демонстрируют ряд уникальных свойств, важных для сверхпроводниковой спинтроники и современных информационных технологий, в част-

ности, управление внутренним магнитным моментом с использованием джозефсоновского тока [6, 7]. В φ_0 -переходе намагниченность связана с интенсивностью SO-взаимодействия, поэтому при осцилляциях намагниченности следует ожидать обратного явления. А именно, джозефсоновский ток может накачивать фазовый сдвиг φ_0 , который подпитывается за счёт прецессии намагниченности и SO-взаимодействия. Это приводит к появлению постоянной составляющей сверхпроводящего тока, играющей важную роль в трансформации вольт-амперной характеристики (ВАХ) в резонансной области.

Джозефсоновский φ_0 -переход идеально подходит для изучения квантового туннелирования магнитного момента [8]. Предполагается, что магнитное туннелирование будет проявляться в переменном напряжении на переходе и может контролироваться приложенным током смещения. Аномальный эффект Джозефсона в различных гибридных гетероструктурах отражает игру сверхпроводимости, SO-взаимодействия и магнетизма [9–24]. Исследование таких гетероструктур, в которых сочетаются сверхпроводящие и ферромагнитные свойства, раскрывает проблему взаимного влияния сверхпроводимости и ферромагнетизма, позволяет реализовать экзотические сверхпроводящие состояния, такие как состояние Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла и триплетное упорядочение, и открывает новые перспективы использования спиновой степени свободы [15]. Предполагается возможность реализации аномального эффекта Джозефсона в переходах, в которых нормальная область представляет собой гетероструктуру, образованную чередующимися ферромагнитными слоями с SO-взаимодействием. В таких экспериментах можно наблюдать значительную зависимость критического тока от направления [10].

Теория аномального эффекта Зеемана и спин-гальванического эффекта в φ_0 -переходах обсуждалась в работах [25, 26]. Взаимное влияние взаимодействий Рашбы и Зеемана в одномерной квантовой проволоке приводит к аномальному сдвигу фазы в ТФС [11]. Резонансные эффекты, важные для транспортных свойств слабо взаимодействующих электронов в симметричных контактах, сохраняются в присутствии сильного взаимодействия Рашбы только для специальных условий на границе нормальный металл/сверхпроводник [11]. В работе [12] рассмотрен баллистический джозефсоновский переход, в котором прослойкой между сверхпроводящими электродами служит двумерный электронный газ со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. При включении в цепь ДП сверхпроводник/квантовая точка/сверхпроводник (S/QD/S) действует как спиновый фильтр. Показано, что во внешнем магнитном поле, лежащем в плоскости 2D-перехода, аномальный сверхток возникает даже при нулевой разности фаз между сверхпроводящими электродами. Кроме того, внешнее поле вызывает большую асимметрию критического тока в зависимости от его направления, что приводит к эффектам выпрямления сверхпроводящего тока.

Интересные особенности возникают, если принять во внимание поверхность джозефсоновского перехода. В частности, в работе [17] было продемонстрировано, что основное состояние ДП сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник соответствует разности фаз $\pi/2$ с критической плотностью тока, имеющей случайный знак вдоль поверхности перехода. Неоднородные джозефсо-

новские структуры при наличии внешнего магнитного поля демонстрируют необычную зависимость тока от фазы, что в свою очередь определяется потоком [22]. В таких ДП возникает основное состояние с фазовым сдвигом, величина которого определяется внешним магнитным потоком. Перестраиваемые $\pm\varphi$ -переходы и гибридные системы φ - и φ_0 -переходов были исследованы в работах [19–21].

В джозефсоновских структурах, состоящих из двух полупроводниковых нанопроводов с SO-взаимодействием Рашбы и проксимитизированной (наведённой за счёт эффекта близости) сверхпроводимостью [24], переход отображает геометрически индуцированный аномальный эффект Джозефсона [24].

Об экспериментальном наблюдении φ_0 -перехода на основе нанопроволочной квантовой точки, контролируемой электростатическим затвором, сообщалось в работе Сзомбати и др. [27]. Также наличие аномального сдвига фазы φ_0 экспериментально наблюдалось непосредственно через измерение ТФС в гибридном ДП сверхпроводник/нормальный металл/сверхпроводник, изготовленном на основе Bi_2Se_3 (являющегося топологическим изолятором с сильной SO-связью) в магнитном поле [28]. Этот эксперимент позволяет осуществлять прямое измерение величины SO-связи и открывает новые возможности для фазозависимых джозефсоновских устройств, изготовленных на основе материалов с сильной SO-связью. Важный шаг в исследовании аномального эффекта Джозефсона сделан на основании экспериментов Майера и др. [29], в которых был продемонстрирован контролируемый затвором аномальный фазовый сдвиг в ДП на основе Al/InAs , а также результатов недавно опубликованной работы о первой экспериментальной реализации фазовой батареи в гибридной сверхпроводящей цепи [30]. Однако магнитная динамика в джозефсоновских SFS-структурах остаётся фактически экспериментально не изученной [31–33].

Возникающая в SFS φ_0 -переходе постоянная компонента (dc) сверхпроводящего тока приводит к сильному ориентационному влиянию на магнитный момент [34]. Приложение постоянного напряжения к φ_0 -переходу вызывает осцилляции тока и, следовательно, магнитную прецессию. Они могут контролироваться возникновением высших гармоник в ТФС, а также наличием dc-компоненты сверхпроводящего тока, которая существенно увеличивается вблизи ферромагнитного резонанса [7]. Авторы подчёркивают, что магнитная динамика SFS φ_0 -перехода может быть довольно сложной и сильно ангармонической. Однако в работе [35] было показано, что прецессия магнитного момента в некоторых интервалах тока вдоль вольт-амперной характеристики может быть довольно простой. Ожидается, что внешнее излучение приведёт к ряду новых явлений, в частности, к появлению полупростых ступенек Шапиро (в дополнение к обычным целочисленным) и генерации дополнительной магнитной прецессии с частотой внешнего излучения [7]. Однако эта важная проблема, связанная с взаимным влиянием джозефсоновского тока и намагниченности при различных значениях тока смещения вдоль ВАХ, до сих пор экспериментально не исследована.

АЖЕ был предсказан в широком классе джозефсоновских структур, в частности, в SFS-структурах на основе обычных сверхпроводников и ферромагнетиков со спиновой орбитальной взаимодействием [6, 9, 12, 26, 36–40], в

структурах с нетрадиционными [41–45] и топологически нетривиальными сверхпроводниками [46]. При наличии магнитного потока, пронизывающего нормальный промежуточный слой, генерируются сверхпроводящие токи, возникающие за счёт эффекта близости, что приводит к сдвигу фаз в ТФС [22, 47].

Интересными системами, в которых также реализуется АЖЕ [48], являются SFS-переходы с неоднородной текстурой намагниченности [15, 49–55]. В таких системах ток является функцией распределения намагниченности: $I = I(\varphi, \mathbf{M})$. При наличии симметрии относительно обращения времени, а также симметрии инверсии намагниченности, $I(\varphi, \mathbf{M}) = -I(-\varphi, \mathbf{M})$, АЖЕ не наблюдается. Чтобы возникло φ_0 -состояние, можно нарушить симметрию $I(\varphi, \mathbf{M}) = I(\varphi, -\mathbf{M})$. Для реализации АЖЕ в баллистических структурах S/F/F/S необходима некомпланарная магнитная структура, нарушающая симметрию инверсии [51–53]. Аномальный ток, полученный в этих работах, демонстрирует быстрые осцилляции в зависимости от толщины ферромагнетика, что является результатом интерференции Фабри–Перо электронных волн, отражённых на S/F и F/F границах раздела.

В диффузных SFS-структурах, используемых в экспериментах [56–61], рассеяние на примесях делает направления распространения электронов случайными и, следовательно, можно ожидать подавления быстро осциллирующего аномального тока. Исследования на основе квазиклассики диффузных джозефсоновских переходов с различными некомпланарными структурами, включая спиральные [62], с магнитными вихрями [63] и скирмионами [64], не показали возникновения АЖЕ. Напротив, в работах, посвящённых диффузным системам с полуметаллическими элементами [15, 50] и переходам между магнитными сверхпроводниками со спиновыми фильтрами [54, 55], предсказывается конечный аномальный ток.

Одним из важных результатов, представленных в настоящем обзоре, является относительно короткое время переключения направления магнитного момента ферромагнетика в φ_0 -переходе (интервал перемагничивания), полученное при воздействии импульса тока на переход. Как следует из приведённых результатов (см. далее рис. 39а и рис. 40, где время нормировано на обратную ферромагнитную частоту), время перемагничивания $\omega_F t \simeq 100$, что соответствует времени переключения 10^{-8} с для типичных значений ферромагнитной частоты $\omega_F \simeq 10$ ГГц. Оптимизация параметров импульса тока и φ_0 -перехода, проведённая в работе [65] (и продемонстрированная далее на рис. 44), приводит к времени перемагничивания $t \simeq 0,6 \times 10^{-10}$ с, что на два порядка меньше приведённой выше оценки. С целью определения оптимальной рабочей температуры предлагаемого элемента памяти в работе [66] исследовалось воздействие шума на усреднённую стационарную намагниченность с учётом тепловых флуктуаций, влияющих как на джозефсоновскую фазу, так и на динамику магнитного момента. При этом оценка времени переключения с учётом тепловых флуктуаций также составила близкую величину, а именно, было получено $t \simeq 10^{-9}$ с.

В настоящем обзоре представлены результаты теоретических и экспериментальных работ, посвящённых аномальному эффекту Джозефсона, приведены примеры его проявления в различных системах, указаны перспективы их применений.

2. Аномальный эффект Джозефсона. Основные свойства

В данном разделе рассмотрена реализация прямой связи между магнитным моментом и сверхпроводящим током в джозефсоновском φ_0 -переходе согласно модели Буздина. Обсуждается управление магнитным моментом ферромагнетика с помощью сверхпроводящего тока, а также представлено описание некоторых явлений в φ_0 -переходе. А именно, рассмотрено проявление свойств маятника Капицы, перенормировка туннельного расщепления взаимодействием между магнитным моментом и параметром сверхпроводящего порядка в φ_0 -переходе, возможность обнаруживать на основе φ_0 -перехода квантовое туннелирование и квантовые осцилляции магнитного момента путём измерения напряжения на переходе, а также контролировать скорость магнитного туннелирования сверхтоком через переход.

2.1. Реализация прямой связи между магнитным моментом и сверхпроводящим током в джозефсоновском φ_0 -переходе

В обычных джозефсоновских переходах сверхпроводник/изолятор/сверхпроводник зависимость ток–фаза вблизи критической температуры является синусоидальной: $I(\varphi) = I_c \sin \varphi$, однако с понижением температуры может наблюдаться вклад высших гармоник $\sim I_n \sin(n\varphi)$, но при этом зависимость ток–фаза остаётся антисимметричной: $I(-\varphi) = -I(\varphi)$ [4]. При нарушении симметрии относительно обращения времени возникает более общая зависимость $I(\varphi) = I_0 \sin(\varphi + \varphi_0)$, о чём указывалось в работе Джозефсона [67]. Такая общая зависимость также предсказывается в ДП с нетрадиционными сверхпроводниками [41, 43, 44].

Буздин [6], используя феноменологические уравнения Гинзбурга–Ландау (ГЛ), показал, что ДП с магнитным нормальным металлом в качестве слабой связи с SO-взаимодействием типа Рашбы обладает специфической несинусоидальной зависимостью ток–фаза. Основное состояние такого перехода характеризуется конечной разностью фаз φ_0 , которая пропорциональна величине SO-взаимодействия и обменной энергии в магнитном металле. В результате реализуется прямая связь между магнитным моментом и джозефсоновским током, а соответствующие ДП стали называть φ_0 -переходами. Толщина металлической прослойки в таком переходе определяет величину фазового сдвига, что может представлять интерес для сверхпроводниковой спинтроники. Следует отметить разницу по сравнению со случаем ДП с преобладающей второй гармоникой, где также возникает сдвиг фазы через переход при отрицательном сдвиге второй гармоники, но там нет связи между магнитным обменным полем и сверхпроводящей фазой. Аномальные свойства φ_0 -перехода связаны с особенностями сверхпроводящего эффекта близости в магнитном металле с нарушенной симметрией инверсии.

Особый характер электронного спектра в материалах с нарушенной симметрией инверсии возникает за счёт спин-орбитальной связи типа Рашбы [68, 69] $\alpha(\mathbf{s} \times \mathbf{p})\mathbf{n}$, где \mathbf{n} — единичный вектор вдоль градиента асимметричного потенциала, а параметр α описывает интенсивность SO-взаимодействия. Этот тип взаимодействия при учёте обменного поля \mathbf{h} , действующего на электронный спин, приводит к следующей плотности свободной энергии ГЛ

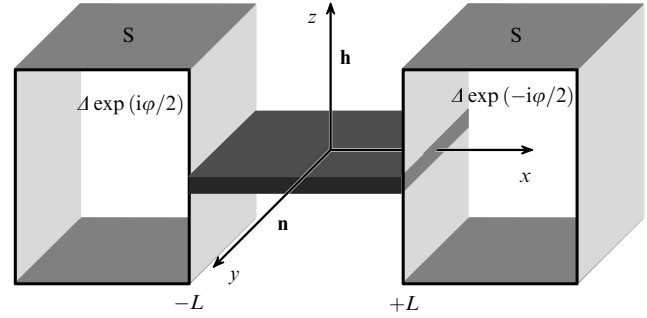


Рис. 1. Геометрия джозефсоновского перехода с металлом с нарушенной симметрией инверсии в качестве слабого звена. Обменное поле направлено вдоль оси z , а градиент асимметричного потенциала — вдоль оси y . Общая длина слабого звена составляет $2L$. (Из работы [6].)

[70, 71]:

$$F = a|\psi|^2 + \gamma|\mathbf{D}\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 - \varepsilon\mathbf{n}[\mathbf{h} \times (\psi(\mathbf{D}\psi)^* + \psi^*(\mathbf{D}\psi))], \quad (1)$$

где ψ — сверхпроводящий параметр порядка, $D_i = -i\partial_i - 2eA_i$, a и b — коэффициенты ГЛ, γ — гироманнитное отношение. Особый характер сверхпроводимости в материале с нарушенной симметрией инверсии описывается последним членом в (1) с коэффициентом $\varepsilon \sim \alpha$.

Пренебрегая орбитальным эффектом в геометрии, где векторы \mathbf{n} и \mathbf{h} взаимно перпендикулярны и перпендикулярны направлению тока (ось x , рис. 1), а также пренебрегая нелинейными членами, уравнение ГЛ можно привести к виду [6]

$$a\psi - \gamma \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + 2i\varepsilon h \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

решение которого имеет вид

$$\psi = A \exp(q_1 x) + B \exp(q_2 x), \quad q_{1,2} = i\tilde{\varepsilon} \pm \sqrt{\frac{a}{\gamma} - \tilde{\varepsilon}^2},$$

где $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon h / \gamma$. Выражение для сверхпроводящего тока в пределе длинного перехода $L\sqrt{a/\gamma - \tilde{\varepsilon}^2} \gg 1$ записывается в виде

$$j = 4e\gamma|A|^2 \sqrt{\frac{a}{\gamma} - \tilde{\varepsilon}^2} \exp\left(-2\sqrt{\frac{a}{\gamma} - \tilde{\varepsilon}^2}L\right) \sin(\varphi + 2\tilde{\varepsilon}L), \quad (3)$$

т.е. $\varphi_0 = 2\tilde{\varepsilon}L$.

Аналогичная зависимость может быть получена с точностью до $|A|^2$ при температурах, близких к критической T_c , если воспользоваться выражением для сверхпроводящего тока через аномальные функции Грина $f_{ij}(\mathbf{v}, \mathbf{r})$:

$$j = -ieN(0)\pi T_c \sum_{\omega} \langle v_x [f_{12}(\mathbf{v}, x) f_{12}^{\dagger}(\mathbf{v}, x) + f_{21}(\mathbf{v}, x) f_{21}^{\dagger}(\mathbf{v}, x)] \rangle, \quad (4)$$

где $N(0)$ — плотность состояний на уровне Ферми. Аномальные функции Грина $f_{ij}(\mathbf{v}, \mathbf{r})$ определяются из уравнений Эйленберга [72]. При условии $L > v/h$ главный вклад в (4) дают направления с $|v_x| \lesssim v$ и формула для тока принимает простой вид

$$j(\varphi) = j_0 \frac{\cos(4|h|L/v + \pi/4)}{\sqrt{4|h|L/v}} \sin\left(\varphi + \frac{4\alpha h L}{v^2}\right). \quad (5)$$

Здесь

$$j_0 = eN(0) \frac{v\Delta^2}{T_c} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2}$$

и в отсутствие спин-орбитального взаимодействия ($\alpha = 0$) это выражение совпадает с соответствующим выражением для 2D SFS-перехода из работы [7]. Сопоставляя (5) с формулой для $j(\varphi)$, полученной на основе теории Гинзбурга–Ландау (3), можно видеть, что сдвиг фазы $\varphi_0 = 4\alpha hL/v^2$ в обоих случаях пропорционален величине SO-взаимодействия и произведению hL . С другой стороны, критический ток в (5) осциллирует с L , меняя свой знак, что типично для SFS-переходов с сильным обменным полем $h \gg T_c$ [3]. Такие осцилляции отсутствуют в приближении ГЛ (3), поскольку оно справедливо при $h \lesssim T_c$, иначе градиентные члены в (1) изменяют свои знаки и возникает необходимость учёта высших производных. Этот модифицированный функционал ГЛ действительно качественно описывает осцилляции сверхпроводящего параметра порядка при эффекте близости в структуре S/F [3].

Как показано в работе [6], в 1D-модели слабой связи (одноканальное приближение) ток-фазовая зависимость получается аналогично (5):

$$j(\varphi) = eN(0) \frac{\pi v \Delta^2}{2T_c} \sin\left(\varphi + \frac{4\alpha hL}{v^2}\right) \cos\left(\frac{4|h|L}{v}\right). \quad (6)$$

Выше приведены результаты в чистом пределе (баллистический режим). В диффузионном режиме удобный подход обеспечивается уравнениями Узаделя [73] для функций Грина, интегрированных по поверхности Ферми: $F_{ij}(\mathbf{r}) = \langle f_{ij}(\mathbf{v}, \mathbf{r}) \rangle$. Сверхпроводящий ток в этом случае также может быть представлен в виде $j(\varphi) = j_0 \sin(\varphi + \varphi_0)$. Следовательно, формирование φ_0 -перехода на основе материалов с нарушенной симметрией инверсии — достаточно общее явление, которое может наблюдаться как в чистых, так и в "грязных" пределах.

2.2. Управление магнитным моментом ферромагнетика с помощью сверхпроводящего тока

В джозефсоновском φ_0 -переходе сдвиг фазы пропорционален магнитному моменту, перпендикулярному градиенту асимметричного спин-орбитального потенциала [6], что обуславливает возможность управления внутренним магнитным моментом ферромагнитного слоя с помощью сверхпроводящей разности фаз, т.е. джозефсоновским током. Спиновая динамика SFS-перехода в последнее время интенсивно изучается, демонстрируя целый ряд уникальных свойств. Отметим пионерскую работу [74], в которой наблюдалось сужение ферромагнитного резонанса ниже температуры сверхпроводящего перехода в Nb/Ni₈₀Fe₂₀. Динамика одиночного спина в джозефсоновском переходе изучалась теоретически в работах [75–78], динамически индуцированный триплетный эффект близости в SFS продемонстрирован в работах [79, 80], а свойства переходов с несколькими ферромагнитными слоями с различной намагниченностью обсуждались в [31, 32].

Исследования SFS φ_0 -перехода в низкочастотном режиме $\hbar\omega_J \ll T_c$ (где $\omega_J = 2eV/\hbar$ — джозефсоновская частота) [7] с использованием квазистатического подхода к сверхпроводящей подсистеме, в отличие от слу-

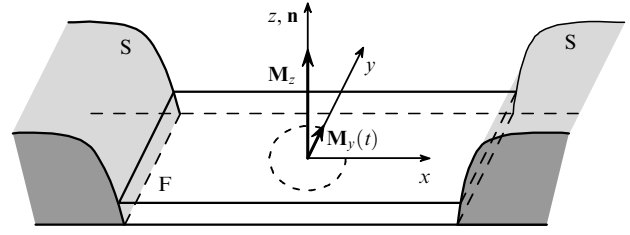


Рис. 2. Геометрия рассматриваемого φ_0 -перехода. Ферромагнитная лёгкая ось направлена вдоль оси z , которая также является направлением градиента спин-орбитального потенциала. Намагниченность компоненты \mathbf{M}_y связана с джозефсоновским током через сдвиг фазы $\varphi_0 \propto \mathbf{n}(\mathbf{M} \times \nabla\Psi)$, где Ψ — сверхпроводящий параметр порядка ($\nabla\Psi$ направлен вдоль оси x). (Из работы [7].)

чая, проанализированного в [79, 80], позволило сделать вывод о том, что сверхпроводящий ток может оказывать сильное ориентационное влияние на магнитный момент ферромагнитного слоя. Что ещё интереснее, переменный джозефсоновский ток при возникновении dc-напряжения V на φ_0 -переходе вызывает магнитную прецессию, которая может контролироваться появлением высших гармоник в соотношении ток–фаза, а также dc-компоненты в сверхпроводящем токе. В определённых режимах может наблюдаться полное перемагничивание, а в случае сильной связи между магнитной и сверхпроводящей подсистемами возникают сложные нелинейные динамические режимы [7].

Чтобы продемонстрировать необычные свойства φ_0 -перехода, в работе [7] рассмотрен случай магнитной анизотропии ферромагнетика типа "лёгкая ось" (рис. 2). И лёгкая ось, и градиент асимметричного спин-орбитального потенциала \mathbf{n} направлены вдоль оси z . Предполагалось, что подходящими материалами для промежуточного слоя F могут быть MnSi или FeGe. В этих системах отсутствие центра инверсии связано с кристаллической структурой, но происхождение симметрии с нарушенной инверсией может быть обусловлено внешними факторами, как, например, вблизи поверхности тонкой F-плёнки. Отметим, что в работе [7] не учитывалась магнитная индукция, которая в xy -плоскости пренебрежимо мала для тонкого слоя F, тогда как коэффициент размагничивания уничтожает внутреннюю индукцию вдоль оси z ($N = 1$). Связь между подсистемами F и S, обусловленная орбитальным эффектом, была изучена в работе [81] и, как оказалось, является очень слабой и квадратичной по магнитному моменту \mathbf{M} для случая, когда поток \mathbf{M} через слой F мал по сравнению с квантом потока $\Phi_0 = h/2e$.

При $I < I_c$ полная энергия φ_0 -перехода определяется выражением [82]

$$E_{\text{tot}} = -\frac{\Phi_0}{2\pi} \varphi I + E_s(\varphi, \varphi_0) + E_M(\varphi_0), \quad (7)$$

где сверхпроводящая часть имеет вид

$$E_s(\varphi, \varphi_0) = E_J [1 - \cos(\varphi - \varphi_0)]. \quad (8)$$

В баллистическом пределе оценка характерной джозефсоновской энергии $E_J = \Phi_0 I_c / 2\pi$ приводит к $\Phi_0 I_c / S \sim T_c k_F^2 \sin \ell / \ell c \ell = 4hL / \hbar v_F$, где S , L и h — сечение, длина и обменное поле слоя F соответственно [3]. Сдвиг фазы

определяется как

$$\varphi_0 = \ell \frac{v_{SO}}{v_F} \frac{M_y}{M_0}, \quad (9)$$

где параметр v_{SO}/v_F характеризует относительную интенсивность спин-орбитального взаимодействия [6]. Предполагается, что $v_{SO}/v_F \sim 0,1$.

Вклад магнитной энергии сводится к энергии анизотропии

$$E_M = -\frac{KV}{2} \left(\frac{M_z}{M_0} \right)^2, \quad (10)$$

где K — постоянная анизотропии, а V — объём F-слоя.

Естественно, можно ожидать, что наиболее интересная ситуация соответствует случаю, когда энергия магнитной анизотропии не превышает слишком сильно джозефсоновскую энергию. Из измерений [83] на пермаллоевое с очень слабой анизотропией следует $K \sim 4 \times 10^{-5} \text{ К } \text{Å}^{-3}$. С другой стороны, типичное значение L в SFS-переходе составляет $L \sim 10$ нм и $\sin \ell/\ell \sim 1$. Тогда отношение джозефсоновской энергии к магнитной $E_J/E_M \sim 100$ при $T_c \sim 10$ К. Естественно, в реалистичном случае более сильной анизотропии это соотношение будет меньше, но можно ожидать большое разнообразие режимов в диапазоне от $E_J/E_M \ll 1$ до $E_J/E_M \gg 1$.

Сдвиг сверхпроводящей разности фаз φ и прецессия магнитного момента $M_y = M_0 \sin \theta$ (где θ — угол между осью z и направлением \mathbf{M}) определяются из условия минимума энергии $\partial_\varphi E_{\text{tot}} = \partial_\theta E_{\text{tot}} = 0$, что приводит к

$$\sin \theta = \frac{I}{I_c} \Gamma, \quad \Gamma = \frac{E_J}{KV} \ell \frac{v_{SO}}{v_F}. \quad (11)$$

Это означает, что сверхпроводящий ток вынуждает вращение магнитного момента M_y в плоскости yz . Поэтому для малых углов зависимость $\theta(I)$ линейна. В принципе, параметр Γ может быть больше единицы. В таком случае при выполнении условия $I/I_c \geq 1/\Gamma$ магнитный момент будет ориентирован вдоль оси y . Поэтому приложение dc-сверхпроводящего тока изменяет направление намагниченности, тогда как приложение переменного ac-сверхпроводящего тока к φ_0 -переходу может генерировать прецессию магнитного момента.

В работе [7] отмечалось, что когда градиент SO-потенциала направлен вдоль y (перпендикулярен лёгкой оси z), то $\varphi_0 = \ell(v_{SO}/v_F) \cos \theta$. Полная энергия (7) имеет два минимума $\theta = (0, \pi)$, при приложении тока вырождение между ними снимается. Тем не менее для перехода из одного минимума в другой существует энергетический барьер. Этот барьер может исчезнуть, если $\Gamma > 1$ и ток достаточно велик: $I > I_c/\Gamma$. В таком режиме сверхпроводящий ток будет вызывать переключение намагниченности между двумя стабильными конфигурациями: $\theta = 0$ и $\theta = \pi$, что соответствует переключению между состояниями $+\varphi_0$ и $-\varphi_0$. Считывание состояния φ_0 -перехода может быть легко выполнено, если он является частью некоторой схемы, подобной скивду (φ_0 -переход вызывает сдвиг дифракционной картины на φ_0) [7].

ДП в режиме заданного напряжения и соответственно переменный эффект Джозефсона обеспечивают идеальный инструмент для изучения магнитной динамики в φ_0 -переходе. В таком случае сверхпроводящая фаза из-

меняется со временем как $\varphi(t) = \omega_J t$. При $\hbar\omega_J \ll T_c$ можно использовать статическое значение для энергии ДП (7), рассматривая $\varphi(t)$ как внешний потенциал. В джозефсоновских переходах с тонким ферромагнитным слоем сверхпроводящая разность фаз и намагниченность F-слоя являются двумя связанными динамическими переменными. Система уравнений, описывающая динамику этих переменных, образуется из уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [84] и соотношений Джозефсона для разности фаз и тока. В частности, динамика намагниченности системы описывается уравнением ЛЛГ с эффективным полем, зависящим от разности фаз:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}}{dt} &= -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_0} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \\ \mathbf{H}_{\text{eff}} &= \frac{K}{M_0} \left[Gr \sin \left(\varphi - r \frac{M_y}{M_0} \right) \hat{y} + \frac{M_z}{M_0} \hat{z} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где γ — гиромагнитное отношение, α — феноменологический параметр диссипации, φ — разность фаз между сверхпроводниками вдоль перехода, $M_0 = |\mathbf{M}|$, $G = E_J/(KV)$, K — постоянная анизотропии, V — объём F-слоя, $r = lv_{SO}/v_F$ — параметр SO-взаимодействия, v_{SO}/v_F характеризует интенсивность SO-взаимодействия, v_F — скорость Ферми, $l = 4\hbar L/(\hbar v_F)$, L — длина F-слоя, h обозначает обменное поле в ферромагнитном слое. Полная система уравнений, используемая в численных расчётах, в нормированных единицах принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2} \left\{ -m_y m_z + Gr m_z \sin(\varphi - r m_y) - \right. \\ &\quad \left. - \alpha [m_x m_z^2 + Gr m_x m_y \sin(\varphi - r m_y)] \right\}, \\ \dot{m}_y &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2} \left\{ m_x m_z - \right. \\ &\quad \left. - \alpha [m_y m_z^2 - Gr(m_z^2 + m_x^2) \sin(\varphi - r m_y)] \right\}, \\ \dot{m}_z &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2} \left\{ -Gr m_x \sin(\varphi - r m_y) - \right. \\ &\quad \left. - \alpha [Gr m_y m_z \sin(\varphi - r m_y) - m_z(m_x^2 + m_y^2)] \right\}, \\ \frac{dV}{dt} &= \frac{1}{\beta_c} \left[I - V + r \frac{dm_y}{dt} - \sin(\varphi - r m_y) \right], \quad \frac{d\varphi}{dt} = V, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\beta_c = 2eI_c CR^2/\hbar$ — параметр Маккамбера, $m_i = M_i/M_0$ для $i = x, y, z$ и $\omega_F = \Omega_F/\omega_c$ с частотой ферромагнитного резонанса $\Omega_F = \gamma K/M_0$ и характеристической частотой $\omega_c = 2eRI_c/\hbar$. Здесь время нормировано на ω_c^{-1} , внешний ток I нормирован на I_c и напряжение V — на $V_c = I_c R$.

Обычно данная система уравнений решается численно методом Рунге–Кутты или Гаусса–Лежандра, в результате чего определяются $m_i(t)$, $V(t)$ и $\varphi(t)$ как функции времени и внешнего тока I . После процедуры усреднения [85, 86] вычисляется вольт-амперная характеристика при фиксированных параметрах системы [35]. Ниже приведён ряд результатов моделирования свойств φ_0 -перехода на основе системы уравнений (13).

2.3. Проявление ферромагнитного резонанса на вольт-амперной характеристике φ_0 -перехода

Ферромагнитный резонанс (ФМР) — одно из основных явлений, возникающих в SFS-структуре при приближе-

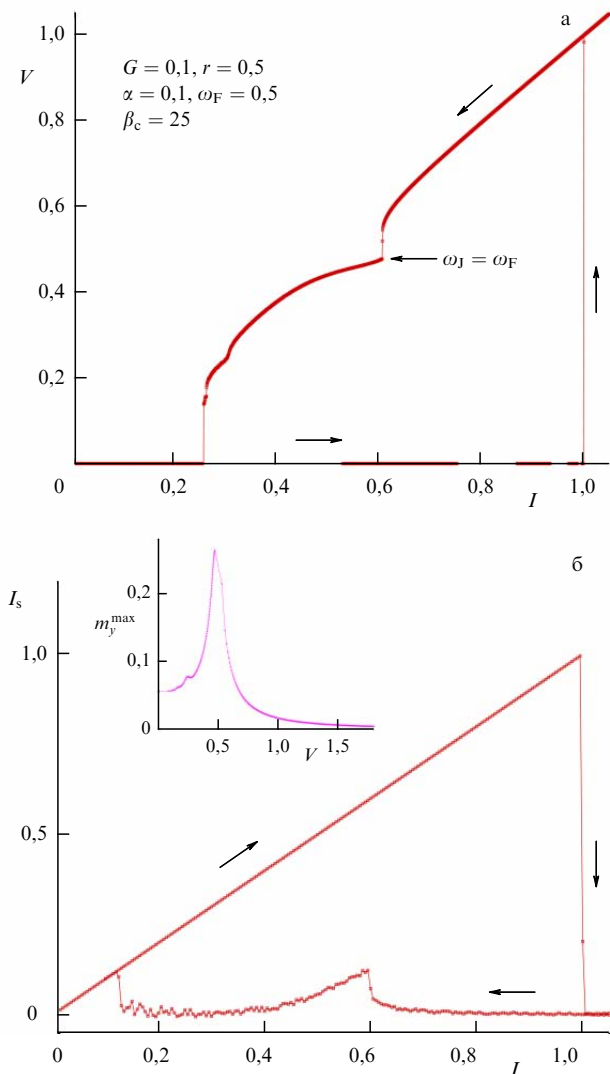


Рис. 3. (а) Проявление ферромагнитного резонанса на ВАХ φ_0 -перехода. (б) Зависимость среднего значения сверхпроводящего тока от базового тока. На вставке показана зависимость максимальной амплитуды m_y^{\max} от среднего напряжения, на которой наблюдается резонансный пик. (Из работы [87].)

нии джозефсоновской частоты к частоте собственной моды ферромагнетика. Для демонстрации ФМР в φ_0 -переходе вдоль ВАХ в работах [35, 87] определялись максимальное и минимальное значение компонент намагниченности, в частности, m_y^{\max} и m_y^{\min} , рассчитанные при каждом значении базового тока. Ферромагнитный резонанс также наблюдается на зависимости среднего сверхпроводящего тока через переход от базового тока. Проявление ФМР иллюстрируется на рис. 3, где представлена ВАХ джозефсоновского φ_0 -перехода, которая демонстрирует специфическое поведение в окрестности, где джозефсоновская частота совпадает с ферромагнитной, т.е. в области ФМР [87]. Зависимость среднего значения тока сверхпроводимости от величины базового тока также демонстрирует наличие ФМР в виде максимума при $I = 0,6$ (рис. 3б). Ферромагнитный резонанс ясно проявляется на зависимости максимального значения амплитуды осцилляций m_y от напряжения, показанной на вставке к рис. 3б. Приведённые зависимости отражают взаимное влияние джозефсоновского тока

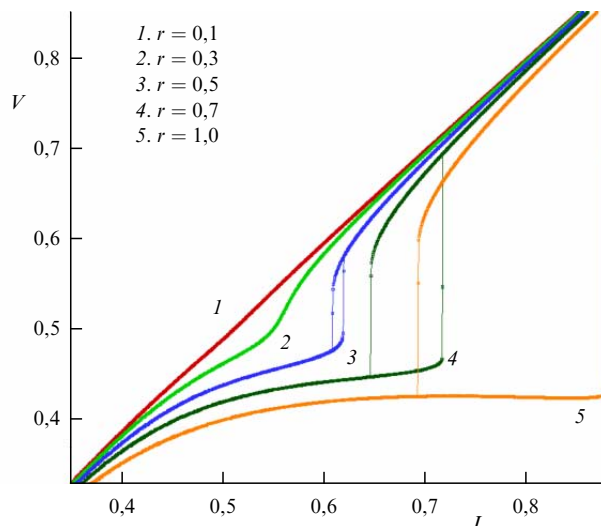


Рис. 4. Демонстрация проявления ферромагнитного резонанса на вольт-амперной характеристике. Показаны части ВАХ φ_0 -перехода для $G = 0,1$, $\alpha = 0,1$, $\omega_F = 0,5$ при различных значениях параметра спин-орбитального взаимодействия r . (Из работы [87].)

и прецессии намагниченности в ферромагнитном слое в φ_0 -переходе.

В зависимости от величины спин-орбитальной связи проявление ферромагнитного резонанса на вольт-амперной характеристике может быть достаточно существенным, как показано на рис. 4, где представлены части ВАХ φ_0 -перехода для $G = 0,1$, $\alpha = 0,1$, $\omega_F = 0,5$ при различных значениях параметра SO-взаимодействия.

Согласно представленным результатам, изменение параметров джозефсоновского перехода и ферромагнитного слоя в системе с затуханием может привести к достаточно сильной связи между сверхпроводящим током и намагниченностью. Вклад сверхпроводящего dc -тока проявляется здесь как отклонение ВАХ от линейной зависимости в резонансной области. Отметим, что наблюдаемая особенность на ВАХ в области резонанса фактически отражает возникновение резонансной ветви, что подчёркивается появлением соответствующего гистерезиса при значениях $r = 0,7$ и 1 . С увеличением параметра SO-связи скорость нарастания амплитуды магнитного момента повышается и соответственно увеличивается длина резонансной ветви на ВАХ. Механизм возникновения данной ветви аналогичен механизму в шунтированных джозефсоновских переходах при параллельном резонансе [88, 89], а также возникновению резонансной ветви на ВАХ двухконтактного сквида [90].

Влияние SO-взаимодействия на резонансный характер зависимости m_y^{\max} от напряжения, показанной на рис. 5 при различных значениях параметра SO-взаимодействия, может послужить теоретическим обоснованием для разработки экспериментального метода определения интенсивности SO-связи в нецентросимметричных материалах.

Отметим, что в уравнении RCSJ-модели (Resistively Capacitance Shunted Junction) (четвёртое уравнение в системе (13)), описывающей динамику φ_0 -перехода, разность фаз φ заменяется на $\varphi - r\varphi_0$ для сохранения калибровочной инвариантности. Её учёт приводит к дополнительному члену $r dm_y/dt$ в уравнении RCSJ-модели, которым пренебрегалось в работах [7, 35]. На рисунке 5б

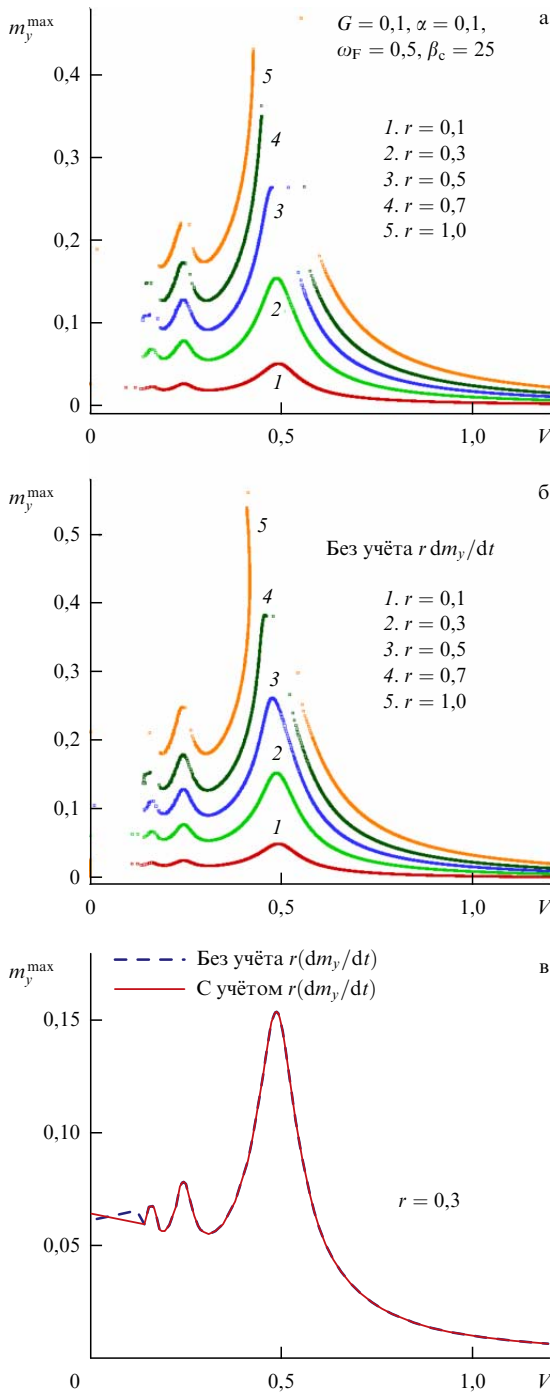


Рис. 5. (а) Зависимость максимальной амплитуды m_y^{\max} от напряжения при различных значениях параметра спин-орбитального взаимодействия r . (б) То же без учёта члена $r dm_y/dt$. (в) Сопоставление результатов рис. а и б при $r = 0,3$. (Из работы [87].)

представлены результаты без учёта этого члена. Как видно, его вклад не меняет качественной картины описываемого явления при малых значениях параметра SO-связи r . Вплоть до значений порядка $r = 0,5$ зависимости m_y^{\max} от V в обоих случаях практически совпадают. На рисунке 5в приведено сопоставление результатов при $r = 0,3$.

Динамика системы может быть исследована аналитически в приближении $\hbar\omega_J \ll T_c$, т.е. когда энергия джозефсоновского перехода и величина сверхпроводящего

тока определяются фиксированной джозефсоновской частотой ω_J [7, 87], при пренебрежении также током смещения. В этом случае джозефсоновскую фазу φ можно заменить на $\omega_J t$, что означает выбор одной точки на ВАХ перехода. При фиксированном напряжении в случае без диссипации ($\alpha = 0$) в режиме "слабой связи" $G \ll 1$ (т.е. когда энергия Джозефсона E_J мала по сравнению с магнитной энергией E_M) последние два уравнения в (13) приводят к линейной временной зависимости разности фаз $\varphi = Vt$ (джозефсоновский переход с напряжением). В выбранной нормировке $V = \omega_J$, поэтому $\varphi = \omega_J t$. Если другие компоненты удовлетворяют условиям $m_x, m_y \ll 1$, то уравнения (13) могут быть линеаризованы:

$$\begin{cases} \dot{m}_x = \omega_F [-m_y + Gr \sin(\omega_J t)], \\ \dot{m}_y = \omega_F m_x \end{cases} \quad (14)$$

и соответствующими решениями являются

$$m_x = \frac{Gr\omega_J\omega_F \cos(\omega_J t)}{\omega_F^2 - \omega_J^2}, \quad m_y = \frac{Gr\omega_F^2 \sin(\omega_J t)}{\omega_F^2 - \omega_J^2}. \quad (15)$$

Таким образом, магнитный момент прецессирует вокруг оси z . Прецессирующий магнитный момент влияет на ток φ_0 -перехода:

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_c} &= \sin(\omega_J t - rm_y) = \sin\left(\omega_J t - r \frac{Gr\omega_F^2 \sin(\omega_J t)}{\omega_F^2 - \omega_J^2}\right) = \\ &= \sin(\omega_J t) + \frac{Gr^2}{2} \frac{\omega_F^2}{\omega_J^2 - \omega_F^2} \sin(2\omega_J t), \end{aligned} \quad (16)$$

где учтено, что $Gr^2\omega_F^2/(\omega_F^2 - \omega_J^2) \ll 1$. Следовательно, в дополнение к колебаниям первой гармоники ток содержит вклады более высоких гармоник. Амплитуда гармоник увеличивается вблизи резонанса и изменяет знак, когда $\omega_J = \omega_F$. Таким образом, мониторинг второй гармоники осцилляций тока позволит следить за динамикой магнитной системы.

Важную роль в динамике рассматриваемой системы играет диссипация, учёт которой приводит к постоянному вкладу в джозефсоновский ток. Вблизи резонанса $\omega_J \approx \omega_F$ условия линеаризации, приводящие к уравнениям (15), нарушаются, и учёт диссипации становится необходимым. В этом случае [7] линеаризация уравнения ЛЛГ в системе (13) при учёте $m_z \approx 1$ и пренебрежении квадратичными членами m_x и m_y приводит к

$$\begin{cases} \dot{m}_x = \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2} [-m_y + Gr \sin(\omega_J t) - \alpha m_x], \\ \dot{m}_y = \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2} \{m_x - \alpha [m_y - Gr \sin(\omega_J t)]\}. \end{cases} \quad (17)$$

Соответствующее выражение для m_y при наличии диссипации принимает вид

$$m_y(t) = \frac{\omega_+ - \omega_-}{r} \sin(\omega_J t) - \frac{\alpha_+ + \alpha_-}{r} \cos(\omega_J t), \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_{\pm} &= \frac{Gr^2}{2\omega_F} \frac{\omega_J \pm \omega_F}{\Omega_{\pm}}, \quad \alpha_{\pm} = \frac{Gr^2}{2\omega_F} \frac{\alpha\omega_J}{\Omega_{\pm}}, \\ \Omega_{\pm} &= \frac{(\omega_J \pm \omega_F)^2 + (\alpha\omega_J)^2}{\omega_F^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Таким образом, m_y демонстрирует резонанс с диссипацией при подстройке джозефсоновской частоты к ферромагнитной ($\omega_J \rightarrow \omega_F$). Кроме того, диссипация приводит к возникновению колебаний фазы $m_y(t)$ (член, пропорциональный $\cos(\omega_J t)$ в уравнении (18)). В результате сверхпроводящий ток

$$I(t) = I_c \sin(\omega_J t) - I_c \frac{\omega_+ - \omega_-}{2} \sin(2\omega_J t) + I_c \frac{\alpha_+ + \alpha_-}{2} \cos(2\omega_J t) + I_0(\alpha) \quad (20)$$

содержит не зависящую от времени dc-компоненту:

$$I_0(\alpha) = \frac{\alpha Gr^2 \omega_J}{4\omega_F} \left(\frac{1}{\Omega_-} + \frac{1}{\Omega_+} \right). \quad (21)$$

Наличие dc-вклада показывает, что гильбертовское затухание играет важную роль в динамике φ_0 -перехода. Этот вклад зависит от величины спин-орбитального взаимодействия r и отношения джозефсоновской энергии к магнитной G и отсутствует при $\alpha = 0$.

С другой стороны, наличие постоянного джозефсоновского тока при постоянном напряжении V , приложенном к переходу, означает наличие диссипативного режима, который может быть легко обнаружен экспериментально. Возникновение пика постоянного тока вблизи резонанса напоминает возникновение ступеньки Шапиро в джозефсоновских переходах во внешнем электромагнитном поле. Обратим внимание, что наличие второй гармоники в $I(t)$ в уравнении (20) должно также приводить к полустепенькам Шапиро на вольт-амперных характеристиках φ_0 -переходов [7, 91].

На рисунке 6 приведена зависимость максимальной амплитуды m_y^{\max} от напряжения, рассчитанная на основе системы уравнений (13), и аналитическая зависимость $m_y(\omega_J)$ согласно формуле (18). Также приведена зависимость сверхпроводящего тока I_s от напряжения, рассчитанная на основе системы уравнений (13), и аналитическая зависимость $I_0(\omega_J)$ согласно формуле (21). Как видно, численные и аналитические результаты достаточно хорошо соответствуют друг другу. Подчеркнём, что численные расчёты не используют никаких приближений по сравнению с аналитическими (где используется режим слабой связи и рассматривается случай $m_x, m_y \ll 1$). Это проявляется в характерных особенностях при $V \approx 0,25$ и $V \approx 0,16$ на численно моделируемой зависимости $m_y^{\max}(V)$, что отражает возникновение гармоник ферромагнитного резонанса при $\omega_J = \omega_F/2$ и $\omega_J = \omega_F/3$.

Ожидается, что воздействие на φ_0 -переход внешнего микроволнового излучения с частотой ω_R приведёт к ряду новых интересных явлений. В работе [7] отмечалось, что в добавление к целым ступенькам Шапиро при $\omega_J = n\omega_R$ на ВАХ появятся полустепеньки. Микроволновое магнитное поле также может генерировать дополнительную магнитную прецессию с частотой ω_R . В зависимости от параметров φ_0 -перехода и амплитуды микроволнового излучения основной механизм прецессии может быть связан либо с джозефсоновским током, либо с микроволновым излучением. В последнем случае магнитная SO-связь может существенно влиять на ширину ступенек Шапиро. Следовательно, можно ожидать её резкого увеличения при частотах вблизи ферромагнит-

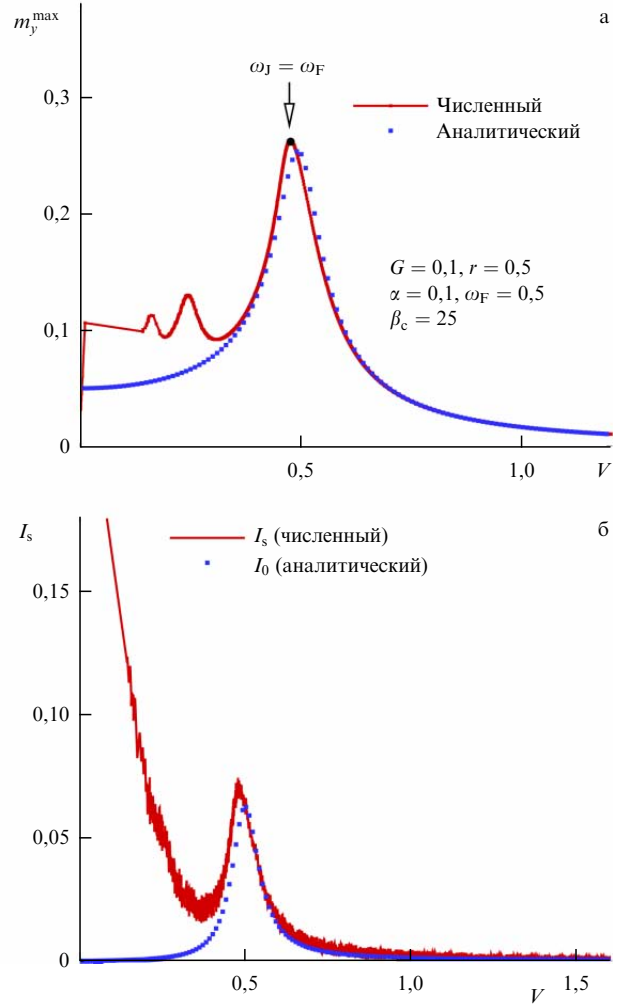


Рис. 6. (а) Зависимость максимальной амплитуды m_y^{\max} от напряжения, рассчитанная на основе системы уравнений (13), и аналитическая зависимость $m_y(\omega_J)$ согласно формуле (18). (б) Зависимость сверхпроводящего тока I_s от напряжения, рассчитанная на основе системы уравнений (13), и аналитическая зависимость $I_0(\omega_J)$ согласно формуле (21). В используемой нормировке $\omega_J = V$. (Из работы [87].)

ного резонанса. Если влияние излучения и джозефсоновского тока на прецессию магнитного момента сопоставимы, то может наблюдаться достаточно сложный режим. В случае ферромагнетика со слабой анизотропией в плоскости детальная динамика магнитной прецессии может сильно измениться. Отметим, что подробного исследования таких явлений до настоящего времени проведено не было.

Интересным является предел "сильной связи" $\Gamma \gg 1$ (но $r \ll 1$), который также может быть рассмотрен аналитически [7]. В этом случае $m_y \approx 0$ и решение уравнений ЛЛГ приводит к системе уравнений

$$\begin{cases} m_x(t) = \sin \left[\frac{\Gamma}{\omega} (1 - \cos(\omega_J t)) \right], \\ m_z(t) = \cos \left[\frac{\Gamma}{\omega} (1 - \cos(\omega_J t)) \right], \end{cases} \quad (22)$$

которые являются уравнениями перемагничивания, полный переворот происходит при $\Gamma/\omega > \pi/2$. Строго говоря, эти решения не являются точными осциллирующими функциями в том смысле, что $m_z(t)$ поворачи-

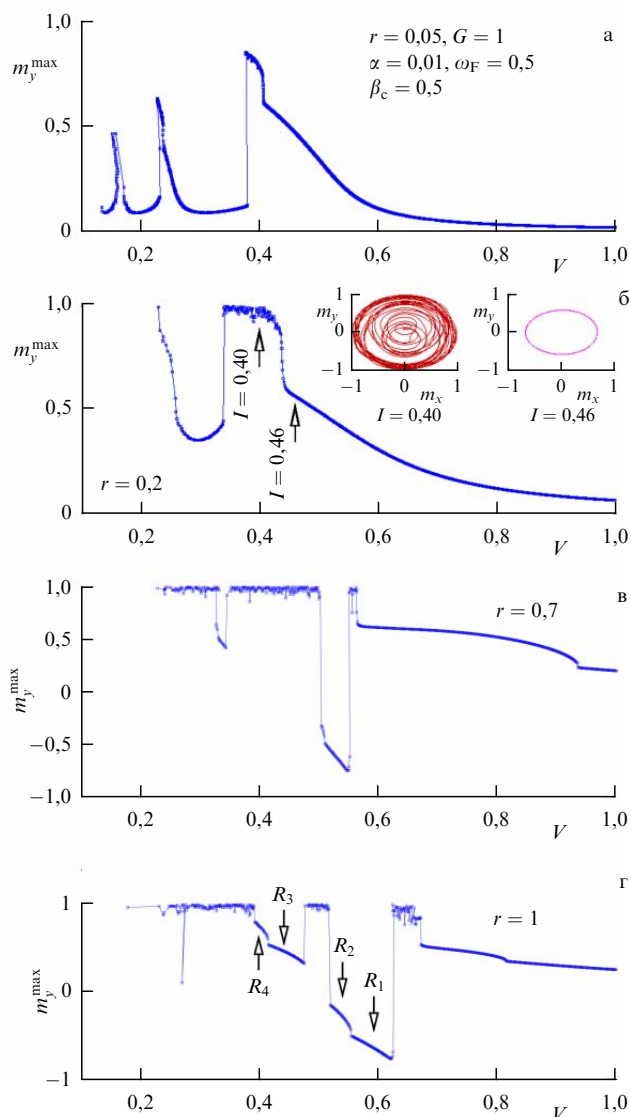


Рис. 7. Трансформация области ферромагнитного резонанса при изменении величины параметра r , указанной на рисунках. Обозначение R_i с соответствующими стрелками указывает области ВАХ, в которых исследовались траектории намагниченности, представленные на рис. 8. (Из работы [35].)

вается вокруг центра сферы против часовой стрелки, а затем поворачивается и возвращается в положение $m_z(t = 0) = 1$ по часовой стрелке, как маятник в сферическом потенциале.

2.4 Динамика намагниченности вдоль вольт-амперной характеристики ϕ_0 -перехода

Одним из интересных результатов численного моделирования динамики магнитного момента ферромагнетика вдоль ВАХ ϕ_0 -перехода является обнаружение довольно простой прецессии магнитного момента в некоторых интервалах тока, приводящей к специфическим траекториям в плоскостях $m_y - m_x$, $m_z - m_x$ и $m_z - m_y$ [35]. При этом сильное влияние на возникновение таких интервалов оказывает SO-взаимодействие. Трансформация зависимости $m_y^{\max}(V)$ в области ферромагнитного резонанса при изменении параметра SO-взаимодействия представлена на рис. 7.

С возрастанием параметра r , наряду с появлением хаотической динамики намагниченности, на зависи-

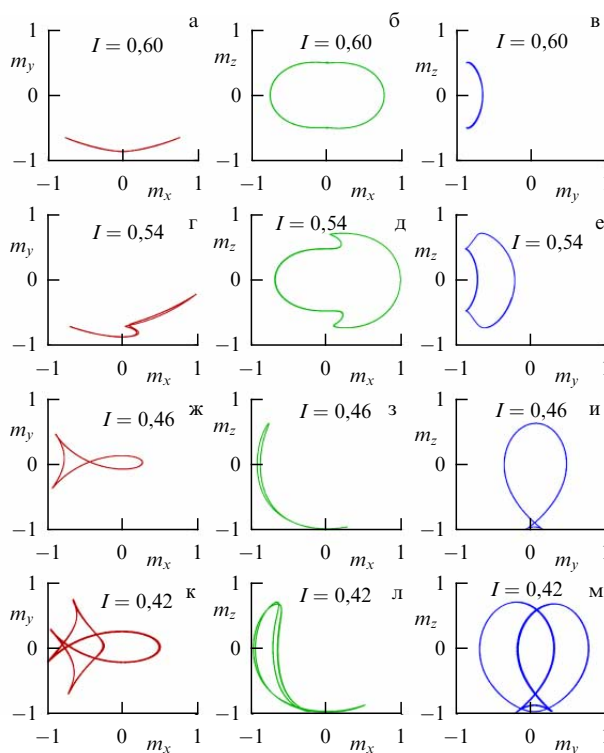


Рис. 8. Траектории намагниченности в плоскостях $m_y - m_x$, $m_z - m_x$ и $m_z - m_y$ в регулярных областях R_i . (Из работы [35].)

мости $m_y^{\max}(V)$ возникают регулярные области, обозначенные как R_i на рис. 7г. Эти области характеризуются специфическими траекториями типа "яблока" (б), "серпа" (г), "гриба" (д), "рыбки" (ж), "луны" (з) в плоскостях $m_y - m_x$, $m_z - m_x$ и $m_z - m_y$, показанными на рис. 8 при различных значениях базового тока.

Трансформация траекторий при изменении базового тока чрезвычайно интересна, и её экспериментальное обнаружение способствовало бы открытию нового направления в изучении свойств ϕ_0 -перехода. Как уже отмечалось, внешнее электромагнитное излучение приводит к ряду новых эффектов, например, может фиксировать тип структуры в интервале тока, соответствующем ступеньке Шапиро, а изменение амплитуды излучения может вызывать определённые трансформации магнитной прецессии, в частности, трансформацию левого гриба в правый [35].

2.5. Переориентация лёгкой оси ферромагнетика в ϕ_0 -переходе

Частица, движущаяся одновременно в постоянном поле и в поле, осциллирующем с высокой частотой, демонстрирует необычное поведение [92, 93]. В частности, в маятнике с вибрирующей точкой подвеса внешняя синусоидальная сила может инвертировать положение устойчивости маятника. Капица дал аналитическое объяснение причин стабильности, вводя "быстрые" и "медленные" переменные движения. Усредняя классические уравнения движения по быстрым осцилляциям, Капица обнаружил, что "верхнее" положение маятника становится устойчивым при достаточно больших амплитудах возмущения, тогда как "нижнее" оказывается неустойчивым. Эта новаторская работа положила начало области вибративной механики, а метод Капицы используется

для описания периодических процессов в различных физических системах (см. [94, 95] и ссылки в них). В теории нелинейного управления маятник Капицы используется в качестве примера параметрического генератора, который демонстрирует концепцию "динамической стабилизации".

Свойства механического маятника с колеблющейся точкой подвеса, в частности, инверсия положения устойчивости маятника, стабилизация новых положений равновесия [92], проявляются в джозефсоновском φ_0 -переходе, в котором возникает переориентация лёгкой оси ферромагнетика при изменении критического тока джозефсоновского перехода и спин-орбитального взаимодействия в ферромагнетике [96]. Пример такого поведения показан на рис. 9, где продемонстрировано, что компонента намагниченности m_z в φ_0 -переходе, являющаяся лёгкой осью, при соответствующих значениях параметров, указанных на рисунке, обращается в нуль, тогда как m_y становится равной единице. Влияние параметра G , определяющего в φ_0 -переходе отношение джозефсоновской энергии к магнитной, показано на рис. 9в. С возрастанием G среднее значение m_y , относительно которого происходят осцилляции данной компоненты намагниченности, приближается к единице.

Поскольку величина намагниченности зависит от величины SO-взаимодействия, полученные результаты могут способствовать разработке новых методов определения величины SO-взаимодействия в ферромагнитных металлах.

2.6. Квантовое туннелирование магнитного момента в φ_0 -переходе сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник

Использование джозефсоновского φ_0 -перехода может позволить обнаруживать макроскопическое квантовое туннелирование и квантовые осцилляции магнитного момента посредством измерения переменного напряжения на переходе, а скорость магнитного туннелирования в φ_0 -переходе может контролироваться сверхпроводящим током [8]. Ниже, следуя работам [8, 97], обсудим основные результаты, приводящие к данному выводу.

При $I = 0$ равновесное состояние φ_0 -перехода соответствует двум противоположным ориентациям \mathbf{M} (например, вдоль оси y) с энергетическим барьером между ними, равным $U_0 = (1/2)K_{\parallel}V$. Уменьшение величины барьера до нуля под действием тока может привести к переключениям между этими состояниями [6, 7]. Интересным является квантовое переключение \mathbf{M} при конечной величине барьера.

Уравнения движения для φ и \mathbf{M} в данном случае имеют вид

$$C \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \right)^2 \ddot{\varphi} + \frac{1}{R} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \right)^2 \dot{\varphi} = - \frac{\partial U}{\partial \varphi}, \tag{23}$$

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_0} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \tag{24}$$

где C и R — ёмкость и сопротивление перехода соответственно,

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = - \frac{1}{V} \frac{\partial U}{\partial \mathbf{M}} \tag{25}$$

есть эффективное поле, действующее на магнитный момент. Для реализации квантового туннелирования

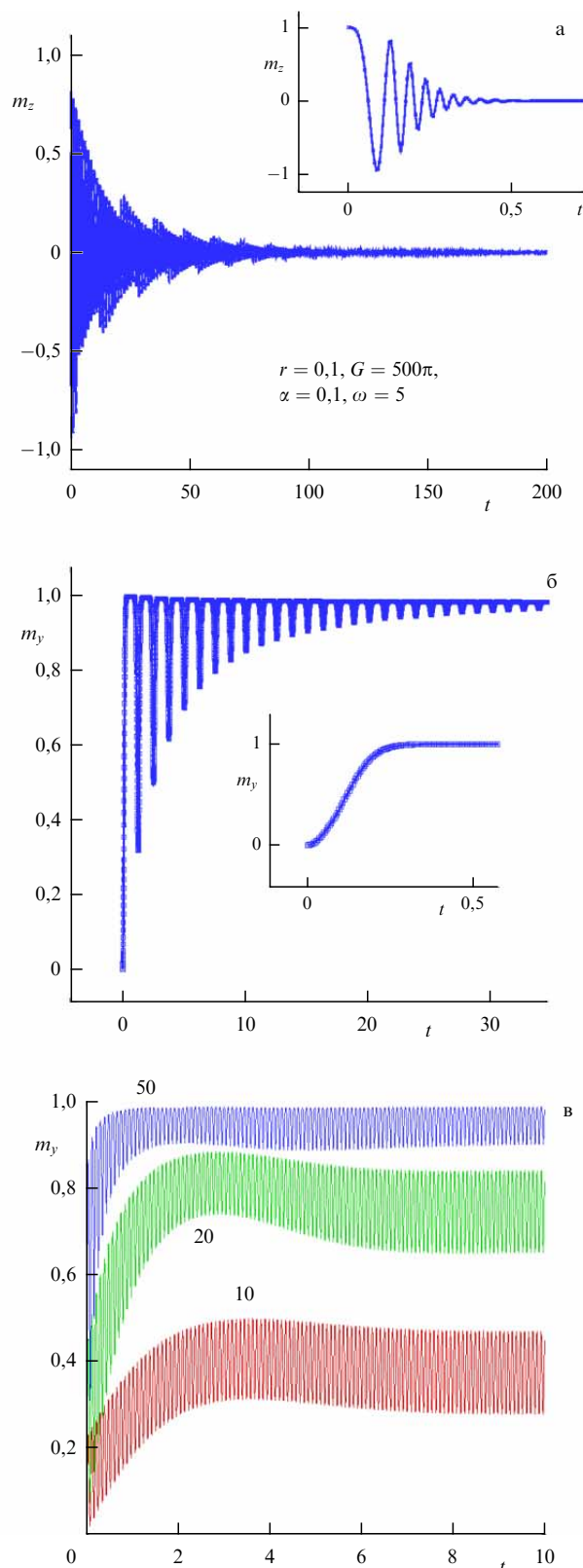


Рис. 9. (а) Динамика m_z при $\omega_J = 5, G = 500\pi, r = 0,1, \alpha = 0,1$. Вставка показывает характер временной зависимости в начале временного интервала. (б) То же, что и на рис. а, для m_y . (Из работы [34].) (в) Влияние параметра G при $r = 0,5$. Числа указывают величину n в $G = n\pi$. (Из работы [96].)

переход должен быть достаточно малым, следовательно, ёмкостью можно пренебречь.

Квантовое туннелирование \mathbf{M} реализуется как инстантонное решение уравнений (23) и (24), которое для $\mathbf{M} = M_0(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ при $I = 0$ имеет вид [97–99]

$$\sin \phi = \frac{\sinh(\omega_0 \tau)}{\sqrt{\lambda + \cosh^2(\omega_0 \tau)}}, \quad \cos \theta = \frac{\sqrt{\lambda} \cos \phi}{\sqrt{1 + \lambda \sin^2 \phi}}, \quad (26)$$

где $\omega_0 = [\omega_{\parallel}(\omega_{\parallel} + \omega_{\perp})]^{1/2}$, $\lambda = \omega_{\parallel}/\omega_{\perp}$, $\omega_{\parallel, \perp} = 2\gamma K_{\parallel, \perp}/(M_0 V)$. Инстантон переключает намагниченность $\mathbf{M} = -M_0 \hat{y}$ при $\tau = -\infty$ в $\mathbf{M} = M_0 \hat{y}$ при $\tau = +\infty$.

Взаимодействие магнитного момента со сверхпроводящим параметром порядка перенормирует расщепление уровней при туннелировании:

$$\Delta_{\text{eff}} = \sqrt{\Delta_0(\Delta_0 - 2E_J \varphi_0^2)}, \quad (27)$$

где Δ_0 — расщепление при $I = 0$, а для скорости декогеренции, обеспечиваемой конечным сопротивлением перехода R , следует выражение

$$\Gamma = \frac{\varphi_0^2}{\hbar R} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \right)^2 \frac{\Delta_{\text{eff}}}{\hbar}. \quad (28)$$

При $2E_J \varphi_0^2 < \Delta_0$ в состоянии \mathbf{M} с ориентацией вдоль оси y возникают осцилляции M_y и φ :

$$M_y = M_0 \exp(-\Gamma t) \cos\left(\frac{\Delta_{\text{eff}}}{\hbar} t\right), \quad (29)$$

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\Gamma t) \cos\left(\frac{\Delta_{\text{eff}}}{\hbar} t\right).$$

Учёт затухания приводит к уменьшению интенсивности квантовых осцилляций напряжения на φ_0 -переходе с соответствующим фактором добротности

$$Q = \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 \left(\frac{\hbar R}{\varphi_0^2} \right). \quad (30)$$

При $\varphi_0 \sim 0,1$ оценки дают $Q \sim 0,1 R(\Omega)$, что является достаточно высоким значением для диэлектрического ферромагнитного слоя.

Осцилляции φ приводят к осцилляциям напряжения на переходе:

$$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} \approx -\varphi_0 \frac{\Delta_{\text{eff}}}{2e} \exp(-\Gamma t) \sin\left(\frac{\Delta_{\text{eff}}}{\hbar} t\right). \quad (31)$$

При $\varphi_0 \sim 0,1$ и $\Delta_{\text{eff}} \sim 0,1$ К начальная ($t = 0$) амплитуда переменного напряжения будет порядка мкВ, а частота $\Delta_{\text{eff}}/(2\pi\hbar)$ — порядка 1 ГГц.

При достаточно сильном взаимодействии,

$$2E_J \varphi_0^2 > \Delta_0, \quad (32)$$

туннелирование вымораживается: $\Delta_{\text{eff}} = 0$.

Таким образом, можно сделать следующие основные выводы [8]. Во-первых, взаимодействие между магнитным моментом и параметром сверхпроводящего порядка в φ_0 -переходе перенормирует туннельное расщепление способом, который можно точно вычислить и измерить. Второй момент заключается в том, что джозефсоновский φ_0 -переход позволяет обнаруживать кван-

товое туннелирование и квантовые осцилляции магнитного момента путём измерения напряжения на переходе. Третий момент заключается в том, что φ_0 -переход позволяет контролировать скорость магнитного туннелирования сверхпроводящим током через переход. Обратим внимание, что точная форма SO-взаимодействия (Рашба, Дрессельхауз или др.) важна для конкретной зависимости $\varphi_0(M)$; остальное определяется симметрией магнитной анизотропии (кристаллическим полем).

Изложенное выше предполагает альтернативный подход к обнаружению когерентных квантовых осцилляций спина по сравнению с зондированием осцилляций Раби методом электронного спинового резонанса [80]. Такие эксперименты довольно сложны, так как они проводятся с маленькими образцами при низких температурах, чтобы заморозить суперпарамагнитное поведение. Однако магнитное туннелирование в наночастице было изучено на основе ДП при милликельвиновых температурах [100]. В φ_0 -переходе связь магнитного момента с джозефсоновской динамикой достаточно сильна, поэтому он предоставляет интересный новый инструмент для исследования магнитного туннелирования.

3. Проявления аномального эффекта Джозефсона в различных структурах

3.1. φ_0 -переход при наличии движущихся доменных стенок

Другой тип аномального сдвига фазы возникает в ДП сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (рис. 10) в присутствии движущихся доменных стенок [101]. Такие системы при наличии динамики намагниченности становятся диссипативными по своей природе и, в принципе, не могут поддерживать сверхпроводящий ток любой величины из-за напряжения, генерируемого прецессией намагниченности. Ситуация аналогична сверхпроводникам второго рода, в которых смешанное состояние является резистивным, поскольку при сколь угодно малом значении электрического тока возникает движение вихрей, которое генерирует электрическое поле, приводящее к сопротивлению и омическим потерям. Прецессия намагниченности в SFS-структуре, создаваемая сверхтоком, с необходимостью порождает электрическое поле и омические потери аналогично движению абрикосовских вихрей (flux-flow regime). Отличие заключается в том, что в случае магнитной системы динамика параметра магнитного порядка ответственна за возникающее электрическое поле и омические потери в сверхпроводящем состоянии из-за гильбертовской диссипации.

В работе [101] рассматривался SFS-переход, в котором связанная динамика намагниченности \mathbf{M} и джозефсоновской разности фаз φ определяется системой уравнений

$$j = j_c \sin(\varphi - \varphi_0\{\mathbf{M}\}) + \frac{\dot{\varphi} - \dot{\varphi}_0\{\mathbf{M}\}}{2eRS}, \quad (33)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \mathbf{T}. \quad (34)$$

Первое уравнение (33) представляет обобщённую RSJ-модель (Resistively Shunted Junction) с неравновесным ток-фазовым соотношением с аномальным сдвигом

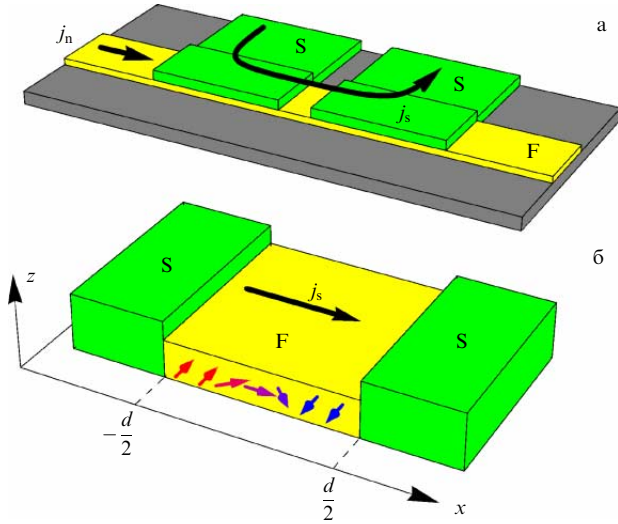


Рис. 10. (В цвете онлайн.) (а) Сверхпроводящие электроды, образующие джозефсоновский переход, располагаются сверху ферромагнитной полосы. Положение доменной стенки в полосе может контролироваться нормальным током j_n . (б) Упрощённая модель джозефсоновского перехода. Доменная стенка неелевского типа присутствует в промежуточном слое. Сверхпроводящий ток протекает в F-области в направлении x . (Из работы [101].)

фазы $\varphi_0\{\mathbf{M}\}$, определяемым спин-орбитой и магнитной текстурой. Уравнение ЛЛГ (34) содержит обусловленный ток спиновый вращательный момент $\mathbf{T} = (\gamma/M)(\mathbf{J}_s \mathbf{V})\mathbf{M} + (2\gamma/M)(\mathbf{M} \times \mathbf{B}_j)J_{s,j}$, где первый член возникает из-за спинового тока \mathbf{J}_s , а второй обусловлен спин-орбитальным взаимодействием, определяемым спиновым вектором $\mathbf{B}_j = (B_{xj}, B_{yj}, B_{zj})$, соответствующим j -й пространственной компоненте тензора SO-взаимодействия B_{ij} .

Аномальный сдвиг фазы $\varphi_0\{\mathbf{M}\}$ выражается как

$$\varphi_0\{\mathbf{M}\} = -2 \int_{-d/2}^{d/2} Z_x(x, t) dx, \quad (35)$$

где $\mathbf{Z} = \mathbf{Z}^m + \mathbf{Z}^{SO}$.

Член $Z_j^{SO} = (M_i B_{ij})/M$ обусловлен SO-взаимодействием, B_{ij} описывает линейную спин-орбитальную связь общего вида $\hat{H}_{SO} = \sigma_i B_{ij} p_j/m$. Предполагается, что $\hat{H}_{SO} = (B_R/m)(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x)$. \mathbf{Z}^m отлично от нуля только для некопланарной магнитной структуры, и в рассматриваемом случае $\mathbf{Z}^m = 0$.

Уравнение (33) является достаточно общим и применимо для широкого класса джозефсоновских систем, демонстрирующих аномальный сдвиг фазы. В случае неелевской доменной стенки и SO-взаимодействия Рашбы $Z_x^{SO} = \pi\beta M_y/(2d_w M)$ и аномальный сдвиг фазы определяется выражением

$$\varphi_0(t) \approx -\frac{2\pi\beta x_0(t)}{d_w}. \quad (36)$$

Полученные результаты справедливы при $|d/2 \pm x_0| \gg d_w$, т.е. когда доменная стенка отделена от границы сверхпроводника с ферромагнетиком.

На рисунке 11 представлены ВАХ в случае покоящейся и стационарно движущейся доменной стенки. Фактически $V(t)$ определялось производной $\dot{\varphi}_0 \sim v(t)$.

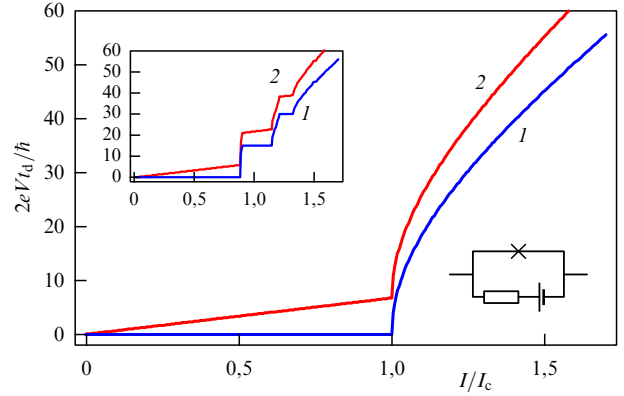


Рис. 11. ВАХ SFS-перехода с доменной стенкой, находящейся в покое (синяя кривая 1) и в движении (красная кривая 2), при $\beta = 1, \alpha = 0,1, eKd_w/(\pi j_c) = 5, t_d = 40t_j$, где $t_j = 1/2eRI_c$. Верхняя вставка демонстрирует ступеньки Шапиро при $I(t) = I + 0,3I_c \cos(\omega t), \omega = 15t_d^{-1}$. На нижней вставке показана эквивалентная схема перехода. (Из работы [101].)

3.2. Аномальный эффект в джозефсоновском переходе с антиферромагнитной прослойкой

Аномальный эффект Джозефсона может возникать в структурах S/AF/S с антиферромагнетиком при наличии спин-орбитального взаимодействия Рашбы [102]. Схема такой системы представлена на рис. 12.

В работе [102] рассматривались переходы как с нескомпенсированным магнитным моментом (на представленном рисунке AA-переход, в котором на обеих границах со сверхпроводником находятся атомы типа A), так и с полностью скомпенсированным моментом — AB-переход. Было показано, что наличие нескомпенсированного магнитного момента на границе S/AF приводит к аномальному фазовому сдвигу, который сильно зависит от величины SO-связи. Одним из наиболее интересных результатов является сильная зависимость аномального фазового сдвига от ориентации вектора Нееля относи-

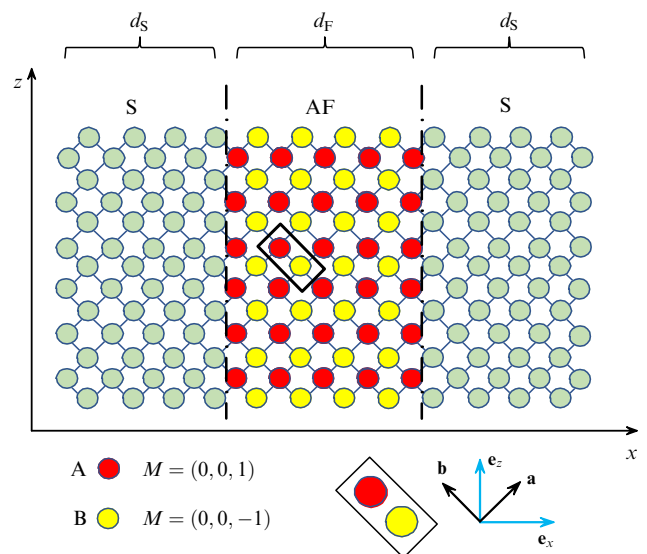


Рис. 12. (В цвете онлайн.) S/AF/S-переход, ориентация (110). Элементарная ячейка антиферромагнетика, содержащая два соседних атома, принадлежащих разным подрешёткам, показана чёрным прямоугольником. Базисные векторы $\mathbf{e}_{x,z}$ показаны вместе с единичными векторами \mathbf{a} и \mathbf{b} вдоль кристаллических осей. (Из работы [102].)

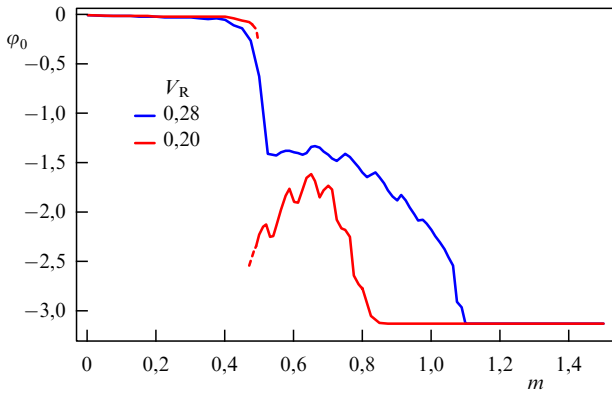


Рис. 13. φ_0 как функция m для двух значений V_R при $d_F = 21$. Стабильные (метастабильные) ветви φ_0 показаны сплошной (пунктирной) линиями. (Из работы [102].)

тельно границ раздела S/AF. Нескомпенсированный магнитный момент на границе раздела не требует затрат антиферромагнитной обменной энергии, в отличие от нескомпенсированного момента в объёме антиферромагнетика. В связи с этим по аналогии с ферромагнитными системами [101] наличие аномального фазового сдвига в джозефсоновских системах обеспечивает возможность электрического детектирования и управления динамикой вектора Нееля сверхпроводящим током.

Зависимость аномального фазового сдвига от величины локальной намагниченности m , представленная на рис. 13, показывает, что при увеличении m система переходит от состояния 0 к состоянию π и переход происходит через широкую область промежуточных состояний φ_0 . Также можно видеть, что φ_0 является сильно нелинейной функцией m , что резко контрастирует с имеющимися теоретическими и экспериментальными результатами по аномальному фазовому сдвигу в джозефсоновских переходах с низкоразмерными ферромагнитными прослойками или в магнитном поле в плоскости при наличии SO-взаимодействия Рашбы [6, 26, 28, 29]. Это также является прямым следствием того факта, что для антиферромагнетиков проявление магнитоэлектрического эффекта определяется не величиной намагниченности подрешётки m , а нескомпенсированным магнитным моментом, который довольно мал и может привести к большим значениям аномальной фазы только тогда, когда система близка к переходу $0-\pi$. Здесь мы также наблюдаем неоднозначное поведение аномального фазового сдвига со стабильной и метастабильной ветвями.

Аномальный фазовый сдвиг проявляет сильную зависимость от угла α между намагниченностью A -узла \mathbf{m} и границей. На рисунке 14 представлен сдвиг фазы φ_0 как функция m_z -компоненты намагниченности на узле A . Вектор Нееля вращается в плоскости x, z . Когда составляющая вектора Нееля вдоль границы обращается в нуль, $\varphi_0 = 0$. Характер зависимости аномального фазового сдвига от ориентации вектора Нееля диктуется членом типа Лифшица: симметрия тензора χ_i^a определяется симметрией, лежащей в основе SO-связи. В рассматриваемом случае SO-взаимодействия Рашбы единственными ненулевыми элементами χ_i^a являются $\chi_x^z = -\chi_z^x$. В результате аномальный фазовый сдвиг, который представляет собой разность фаз вдоль оси x ,

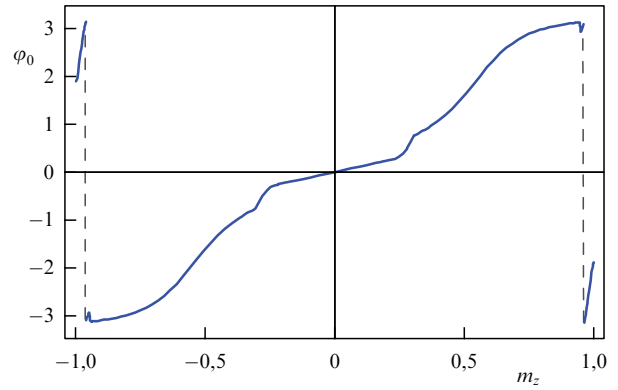


Рис. 14. φ_0 как функция m_z -компоненты намагниченности на узле A при $d_F = 21$, $m = 0,9$ и $V_R = 0,28$. (Из работы [102].)

может быть связан только с m_z , т.е. аномальный фазовый сдвиг пропорционален m_z , по крайней мере, при малых m_z , когда выполняется линейное приближение. В принципе, эта зависимость аномального фазового сдвига от ориентации вектора Нееля открывает новое направление для изучения перспектив управления вектором Нееля с помощью сверхпроводящего тока.

3.3. φ_0 -переход

в многоканальных транспортных системах

Системы с несколькими проводящими каналами предоставляют уникальную возможность конструирования устройств с перестраиваемыми транспортными свойствами на масштабе квантовой длины. Одна из многообещающих реализаций таких устройств основана на локализованных электронных состояниях, возникающих, например, на поверхности топологического изолятора [103], на краях графеновых нанолент [104] и различных типов нанопроводов [105–107]. Физика переноса заряда через эти состояния представляется чрезвычайно богатой из-за сильной спин-орбитальной связи, большого анизотропного g -фактора, а также ряда других свойств. Физика краевых состояний, связанных с объёмными сверхпроводящими берегами [104, 105], даёт возможность построить новый тип джозефсоновских устройств с управляемыми ток-фазовыми зависимостями [3, 6]. Здесь возникают благоприятные условия для наблюдения майорановских фермионов [108].

В работе [109] показано возникновение одномерного φ_0 -перехода в рамках формализма Боголюбова – де Жена для случая неквадратичного электронного спектра (достаточно учёта неквадратичных поправок к спектру вблизи дна зоны). Были исследованы магнито-транспортные явления в джозефсоновской системе, содержащей несколько проводящих каналов, моделирующих краевые состояния, локализованные, например, на поверхности одиночной нанопроволоки с учётом сильного спин-орбитального и зеемановского взаимодействия. Эта модель, иллюстрация которой представлена на рис. 15, позволяет описать как орбитальные, так и спиновые механизмы влияния магнитного поля, а также нетривиальное основное состояние джозефсоновского перехода с ненулевой сверхпроводящей разностью фаз. Зеемановское взаимодействие создаёт пространственные осцилляции волновой функции куперовской пары на

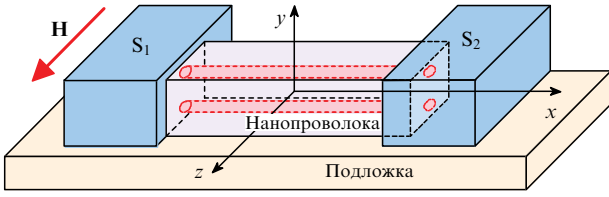


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Модель джозефсоновского перехода с двухканальной нанопроволокой во внешнем магнитном поле. (Из работы [109].)

масштабе $\hbar v_F / g \mu_B H$ (аналогично наблюдаемым в структурах сверхпроводник/ферромагнетик [3]), которые приводят к магнитным колебаниям критического тока с характерным периодом $\hbar v_F / g \mu_B L$, где L — длина канала. Орбитальный эффект вызывает стандартное усиление фазы $\sim 2\pi HS / \Phi_0$ ($\Phi_0 = \pi \hbar c / |e|$ — квант потока) в электронной волновой функции аналогично возникающему в эффекте Ааронова–Бома. Здесь S — площадь, ограниченная парой интерферирующих траекторий, спроецированных на плоскость, перпендикулярную магнитному полю. В этом случае интерферирующие квантово-механические амплитуды вызывают магнитные осцилляции в полной амплитуде переноса с периодом $2\Phi_0 / S$. Андреевское отражение на границах сверхпроводников может удвоить эффективный заряд в периоде осцилляций [110]. Авторами [109] показано, что в общем случае результирующий критический ток осциллирует с конкурирующими периодами $2\Phi_0 / S$ и Φ_0 / S . Эта физическая картина модифицируется при наличии SO-связи, которая отвечает за зависимость скорости Ферми от проекции спина и направления импульса. Такая специфическая зависимость создаёт спонтанную джозефсоновскую разность фаз [6, 11, 12] и может вызвать существенную перенормировку указанных периодов колебаний.

Ток-фазовая зависимость определялась на основе следующего уравнения [111]:

$$I(\varphi) = -2e \sum_{\varepsilon \in (0; \infty)} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} \tanh \left(\frac{\varepsilon}{2T} \right), \quad (37)$$

где для вычисления энергии квазичастичных возбуждений ε решалось уравнение Боголюбова–де Жена

$$\begin{pmatrix} \hat{H} & \hat{\Delta} \\ \hat{\Delta}^\dagger & -\hat{H}^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad (38)$$

с гамильтонианом изолированной проволоки, который в отсутствие магнитного поля имел вид

$$\hat{H} = [\zeta(\hat{p}) - \mu + \alpha \hat{p} \hat{\sigma}_z] \otimes \hat{I} + \hat{V}(x). \quad (39)$$

Здесь $\hat{p} = -i\partial_x$ — x -проекция импульса, $\zeta(p)$ — энергия электрона в изолированной проволоке, μ — химический потенциал. Член $\alpha \hat{p} \hat{\sigma}_z$ описывает SO-взаимодействие Рашбы, возникающее из-за нарушения симметрии инверсии в y -направлении [68], оператор \hat{I} есть единичная матрица 2×2 в канальном подпространстве, а потенциал $\hat{V}(x)$ описывает рассеяние на границе сверхпроводника с нанопроволокой. Магнитное поле учитывается зеемановским членом $g \mu_B H \hat{\sigma}_z$ в (39) и заменой \hat{p} на $\hat{p} + |e| A_x / c$ с калибровкой $A_x(y) = -Hy$.

Для короткого перехода ($\varepsilon L / v_F^\pm \ll 1$) вклад в джозефсоновский ток дают только внутрищелевые андреевские

состояния, что приводит к четырём положительным внутрищелевым уровням энергии:

$$\varepsilon = \Delta_n \left| \cos \left[\frac{\varphi}{2} - (-1)^n \frac{\pi \phi}{2} \pm \frac{g_n \mu_B H L}{v_F^\pm} \right] \right|, \quad (40)$$

где n нумерует каналы. В результате ток-фазовая зависимость (37) при $T \gg \Delta_n$ принимает вид

$$I = \sum_{n=1,2} I_n \sin [\varphi + \beta_n H + (-1)^n \pi \phi] \cos(\gamma_n H). \quad (41)$$

Здесь $I_n = |e| \Delta_n^2 / 4T$ есть критический ток n -го канала при $H = 0$, магнитный поток ϕ создаёт сквидоподобные осцилляции I_c , член $\cos(\gamma_n H)$, зависящий от констант $\gamma_n = g_n \mu_B L (1/v_F^+ + 1/v_F^-)$, описывает осцилляционную зависимость I_c , обусловленную зеемановским взаимодействием, аналогичную зависимости в структуре SFS [3]. Член $\beta_n H = g_n \mu_B L H (1/v_F^+ - 1/v_F^-)$ описывает образование φ_0 -перехода, обусловленное SO-взаимодействием [6].

3.4. Аномальный эффект Джозефсона в диффузном ферромагнитном переходе

В работе [48] исследовалась возможность реализации АЖЕ в переходах диффузных сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник. Было показано, что условиями наблюдения этого эффекта являются некомпланарное распределение намагниченности и нарушение инвариантности сверхпроводящего тока при инверсии намагниченности. Такая симметрия внутренне присуща широко используемому квазиклассическому приближению, и её учёт приводит к отсутствию аномального сверхпроводящего тока. В диффузных системах её можно устранить, если учесть зависящие от спина граничные условия для квазиклассических уравнений на границе раздела сверхпроводник/ферромагнетик. Используя данную процедуру, авторы определили идеальные экспериментальные условия для увеличения аномального джозефсоновского тока.

Аномальный ток, полученный в работе [48], демонстрирует быстрые осцилляции в зависимости от толщины ферромагнетика. Эти осцилляции являются результатом интерференции Фабри–Перо электронных волн, отражённых на S/F и F/F границах раздела.

В диффузных SFS-структурах, используемых в экспериментах [56–59, 61, 112], рассеяние на примесях делает направления распространения электронов случайными, следовательно, можно ожидать подавления быстро осциллирующего аномального тока. Исследования на основе квазиклассики диффузных джозефсоновских переходов с различными некомпланарными структурами, включая спиральные [62], с магнитными вихрями [63] и скирмионами [64], не показали АЖЕ. Напротив, в работах, посвящённых диффузным системам с полуметаллическими элементами [15, 50] и переходам между магнитными сверхпроводниками со спиновыми фильтрами [54, 55], предсказывается конечный аномальный ток.

В работе [48] показано, что АЖЕ может возникать в любых диффузных системах SFS с некомпланарной текстурой намагниченности в довольно общих условиях. На рисунке 16 представлены типичные некомпланарные трёхслойные системы SFS, приводящие к АЖЕ. Причина, по которой аномальные токи не были обнаружены в

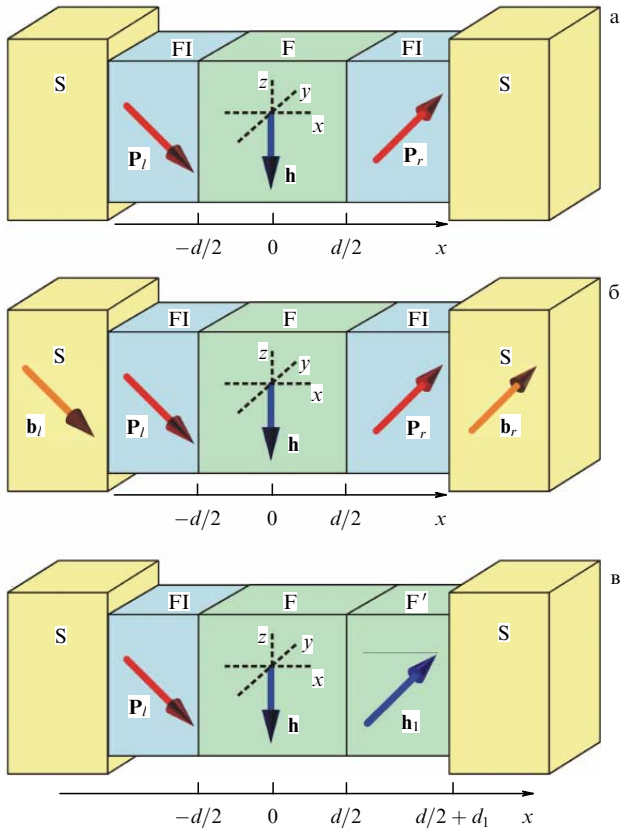


Рис. 16. Типичные некопланарные трёхслойные системы SFS. (а) Неколлинеарные барьеры спиновой фильтрации (FI) с поляризацией $P_{r,l}$ и металлический ферромагнитный слой (F) с обменным полем h . (б) Та же конфигурация, что и в случае рис. а, и зеемановских полей $b_{r,l}$ в сверхпроводящих электродах. (в) Спин-фильтрующий барьер с поляризацией P и два слоя металлического ферромагнетика с неколлинеарной намагниченностью h (F) и h_1 (F'). (Из работы [48].)

предыдущих исследованиях по диффузным системам SFS, связана с дополнительной симметрией инверсии намагниченности $I(\varphi, \mathbf{M}) = I(\varphi, -\mathbf{M})$, которая учитывалась в квазиклассическом приближении [72, 73], по отношению к исходному гамильтониану [48].

3.5. φ_0 -переход на основе сверхпроводящих структур с квантовыми точками

Эффект Джозефсона обеспечивает фундаментальный признак фазово-когерентного транспорта через мезоскопические образцы с симметрией относительно обращения времени [4].

В работе [113] был рассчитан равновесный джозефсоновский ток через многоуровневую квантовую точку с SO-связью типа Рашбы или Дрессельхауза. Критический ток может радикально изменяться с изменением параметра SO-связи, что приводит во внешнем магнитном поле к осцилляционным зависимостям от параметра связи типа Датта – Даса.

Новый импульс исследованию мезоскопических и наноразмерных джозефсоновских переходов придала экспериментальная демонстрация перестраиваемого затвором джозефсоновского тока через переходы с несколькими электронными уровнями (квантовые точки) в различных системах, в частности, в InAs-нанопроволоках [114–116], углеродных нанотрубках [117] и 2D электронном газе в полупроводниках [118, 119].

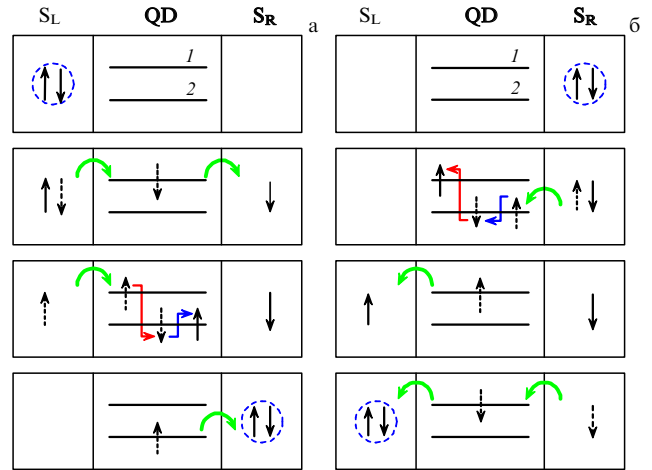


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Схема переноса куперовской пары через двухуровневую квантовую точку (QD). (а) Вклад в $t_{L \rightarrow R}$, приводящий к аномальному сверхпроводящему току. (б) Обратный процесс, вклад в $t_{R \rightarrow L}$. Верхняя и нижняя панели представляют начальное и конечное состояния соответственно, которые связаны последовательностью промежуточных виртуальных состояний. Сплошные стрелки указывают переходы, обусловленные туннелированием (зелёные, соединяющие берега и квантовую точку), спин-орбитой (красные, соединяющие различные уровни квантовой точки) и зеемановским взаимодействием (голубые). (Из работы [36].)

Мезоскопические системы на основе обычных s-волновых сверхпроводников образуют новый класс систем с самопроизвольно нарушенной симметрией относительно обращения времени и, следовательно, демонстрируют аномальные сверхтоки. В работе [11] исследовался длинный баллистический одномерный квантовый провод Рашбы, где $I_a \neq 0$ обуславливалось эффектом Зеемана и разницей между скоростями движущихся вправо и влево электронов. Полученное значение α и значение $I_a \propto \alpha^4$ оказались очень малыми, практически нереализуемыми для эксперимента. Аномальный эффект Джозефсона был исследован численным моделированием для многоканального спин-поляризованного квантового точечного контакта [12]. В работе [36] рассчитан джозефсоновский ток через типичную фазово-когерентную мезоскопическую систему (произвольную многоуровневую квантовую точку). На рисунке 17 представлена схема переноса куперовской пары через двухуровневую квантовую точку и указаны вклады в матричный элемент при прямом и обратном процессе туннелирования. Было найдено, что необходимыми условиями для $I_a \neq 0$ является наличие спин-орбитальной связи и соответствующим образом ориентированного зеемановского поля. Кроме того, квантовая точка должна быть киральным проводником.

3.6. Аномальный эффект Джозефсона в полупроводниковых нанопроволоках

Наличие сильного спин-орбитального взаимодействия в узкозонных полупроводниках типа InSb и InAs [120–122], которое даёт возможность электрического управления спином, делает их естественными материалами для реализации аномального эффекта Джозефсона [123].

Для электронов проводимости в прямозонных полупроводниках SO-взаимодействие выражается как

$$H_{SO} = \frac{\lambda}{\hbar} \boldsymbol{\sigma} [\mathbf{p} \times \nabla V(\mathbf{r})], \tag{42}$$

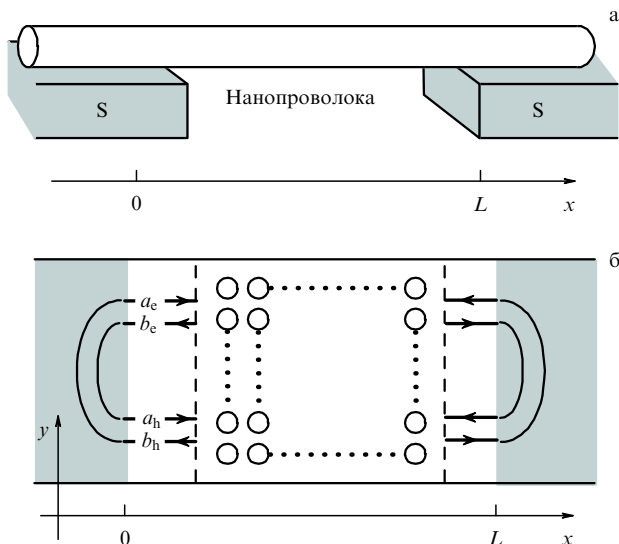


Рис. 18. (а) Схематическое изображение модели. Потенциал пары наводится в нанопроволоке за счёт эффекта близости. $\Delta(x) = \Delta_0 \exp(i\varphi_L)$ при $x < 0$ и $\Delta_0 \exp(i\varphi_R)$ при $L < x$, тогда как $\Delta(x) = 0$ при $0 < x < L$. В нанопроволоке имеется несколько примесей. Спин-орбитальное взаимодействие и эффект Зеемана учитываются только в нормальной области. (б) Модель сильной связи приводит к матрице рассеяния \hat{S}_e (\hat{S}_h) для электронов (дырок), которая связывает налетающие a_e и рассеянные b_e электроны (дырки a_h, b_h). При $x = 0$ и L электрон b_e отражается как дырка a_h за счёт андреевского отражения, тогда как дырка b_h отражается как электрон a_e . (Из работы [9].)

где $V(\mathbf{r})$ — внешний потенциал, а σ указывает спин электрона $\mathbf{s} = \sigma/2$. Для внешнего электрического поля \mathcal{E} замена $V(\mathbf{r}) = e\mathcal{E}z$ в выражении (42) приводит к взаимодействию Рашбы:

$$H_{SO} = \frac{\alpha}{\hbar} (p_y \sigma_x - p_x \sigma_y). \tag{43}$$

Здесь константа связи $\alpha = e\mathcal{E}\lambda$ перестраивается электрическим полем или напряжением на затворе.

Схема джозефсоновского перехода и краткое описание используемой в работе [9] модели представлены на рис. 18, а результаты в случае одной примеси — на рис. 19.

В работе [9] аномальный эффект Джозефсона изучался численно с использованием модели сильной связи для нанопроволоки в случае короткого перехода при наличии магнитного поля. Уровни энергии E_n андреевских связанных состояний рассчитывались численно как функции разности фаз φ между сверхпроводниками, dc-джозефсоновский ток оценивался по андреевским уровням. Было продемонстрировано нарушение соотношения $I(-\varphi) = -I(\varphi)$. Также было показано, что аномальный джозефсоновский ток и зависимость критического тока от направления качественно такие же, как и в модели одного рассеивателя, и что спин-зависимый канал смешивания играет важную роль при наличии SO-взаимодействия.

3.7. Изменение магнитного потока в сверхпроводящей петле, содержащей джозефсоновский ψ -переход

Хорошо известно, что магнитный поток Φ через сверхпроводящую петлю, помещённую во внешнее магнитное поле, квантуется, т.е. равен целому числу квантов потока $\Phi = n\Phi_0$. Возможность переходов между состояниями с разной вихревой структурой (разными n) позволяет реализовать многосвязные сверхпроводниковые

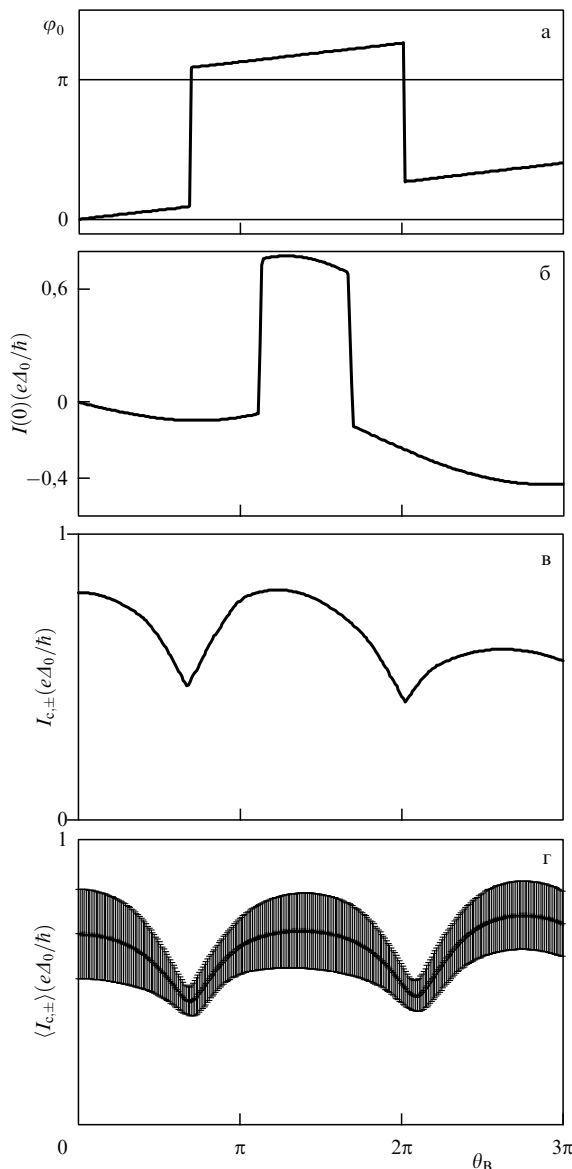


Рис. 19. Результаты расчёта для $N = 1$ и $I_0/L = 1$. Спин-орбитальное взаимодействие составляет $k_x/k_F = 0,15$. Магнитное поле приложено по направлению y . (а) Разность фаз φ_0 в минимуме энергии основного состояния как функция магнитного поля θ_B . (б) Аномальный ток Джозефсона $I(\varphi = 0)$. (в) Критический ток $I_{c,\pm}$. Ток в положительном направлении $I_{c,+}$ совпадает с током в отрицательном направлении $I_{c,-}$. (г) Средний критический ток $\langle I_{c,\pm} \rangle$ со средним отклонением $(\langle [\Delta I_{c,\pm}]^2 \rangle)^{1/2}$ в виде полосы ошибок, где $\Delta I_{c,\pm} \equiv I_{c,\pm} - \langle I_{c,\pm} \rangle$. Случайное среднее берётся для 400 образцов. (Из работы [9].)

системы, такие как потоковые кубиты [124, 125], сверхчувствительные детекторы магнитного поля [126] и джозефсоновские генераторы последовательности резких равномерно распределённых импульсов напряжения [127]. Квантование потока также естественно предполагает использование сверхпроводящей петли как топологически защищённой ячейки памяти в устройствах быстрой однокуантовой логики (RSFQ) [128].

Однако с уменьшением размера петли R при фиксированном значении магнитного потока величина поля возрастает как R^{-2} , что становится серьёзным препятствием для миниатюризации потоковых устройств. Преклонение без использования внешнего магнитного

поля может быть реализовано в сверхпроводящей петле, содержащей джозефсоновский контакт с встроенным магнитным порядком и/или нарушенной симметрией инверсии [1, 3, 4, 129]. В отличие от обычных джозефсоновских систем, такие переходы поддерживают ненулевую разность фаз в основном состоянии. Включённые в сверхпроводящий контур φ_0 -переходы играют роль фазовой батареи в создании самопроизвольного электрического тока, который соответствует магнитному потоку $\Phi = (\varphi_0/2\pi)\Phi_0$ через контур [58, 130, 131]. Можно ожидать, что управление фазой основного состояния φ_0 -перехода, например напряжением или излучением, должно произвести эффективную перестройку магнитного потока и переключение системы между состояниями с разным числом вихрей без применения внешнего магнитного поля.

Однако в большинстве существующих φ_0 -переходов изменение фазы ограничено ($\delta\varphi_0 < 2\pi$) и соответствующий поток $\Phi < \Phi_0$ не может изменить количество вихрей n через сверхпроводящий контур. Действительно, джозефсоновские переходы с ферромагнитным слоем между сверхпроводящими берегами поддерживают только π -состояния с $\varphi_0 = \pi$ [56, 57, 132], которые позволяют проектировать развязанные по окружающей среде кубиты [58], но не подходят для изменения завихренности петли. Переменная толщина слоя F (см., например, [133] и ссылки там), а также наличие вихря Абрикосова или пары инжекторов тока в одном из сверхпроводников [134, 135] могут привести к фазовому переходу второго рода со спонтанной фазой φ_0 , изменяющейся от нуля до π (так что $\delta\varphi_0 < \pi$). Ситуация выглядит более многообещающей для соединений SFS с нарушенной симметрией инверсии, где SO-взаимодействие создаёт произвольную спонтанную фазу $\varphi_0 \propto v \sin \theta$ (θ — угол между обменным полем в ферромагнетике и направлением нарушенной симметрии инверсии), в то время как постоянная v характеризует интенсивность SO-взаимодействия и обменного поля [6, 12, 27, 36, 50]. Однако параметр v обычно мал, что ограничивает вариации φ_0 .

В работе [136] показано, что джозефсоновский ψ -переход с полуметаллическим слабым звеном, интегрированным в сверхпроводящий контур (рис. 20), позволяет накачивать магнитный поток, пронизывающий петлю.

В таком соединении фаза основного состояния ψ определяется взаимной ориентацией магнитных моментов в двух ферромагнетиках (рис. 21), окружающих полуметалл. Прецессия магнитного момента в одном из ферромагнетиков, управляемая, например, микроволновым излучением, приводит к накоплению фазы ψ и последующему переключению между состояниями с разным количеством вихрей. Предложенный механизм накачки потока не требует приложения напряжения или внешнего магнитного поля, что позволяет проектировать электрически разъединённые ячейки памяти для сверхпроводниковой спинтроники.

Соответствующий выбор возбуждающей частоты Ω позволяет реализовать управляемое переключение между различными стабильными состояниями φ_n , пример которого между состояниями $n = 0$ и $n = 1$ показан на рис. 22.

3.8. Тепловой аналог аномального эффекта Джозефсона

В работе [137] предсказывается тепловой аналог аномального эффекта Джозефсона в SFS-структуре с неком-

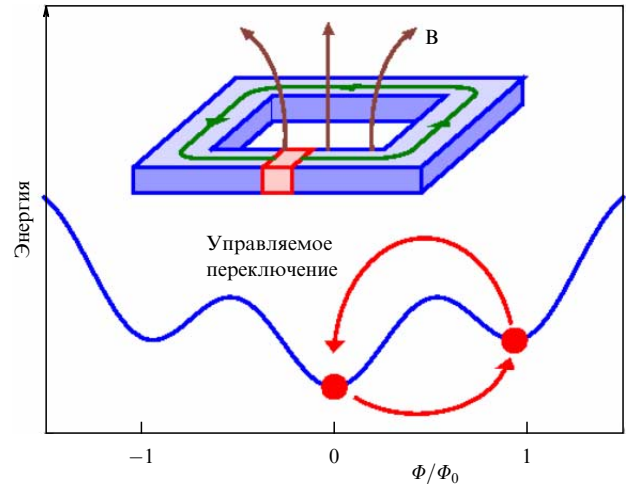


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Эскиз сверхпроводящей петли, содержащей джозефсоновский ψ -переход, который позволяет переключаться между состояниями с различным количеством вихрей посредством периодического возбуждения джозефсоновской фазы ψ основного состояния перехода. (Из работы [136].)

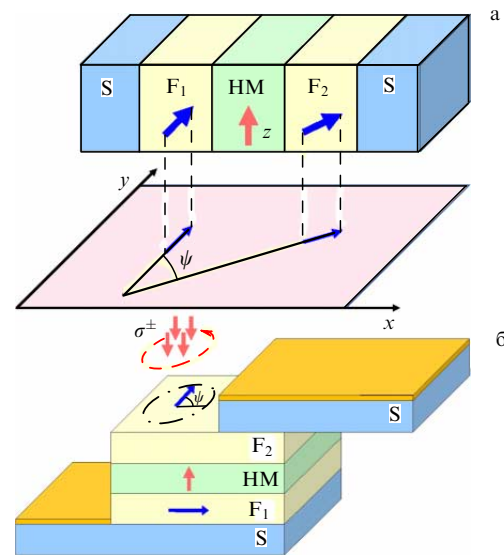


Рис. 21. (В цвете онлайн.) (а) Эскиз джозефсоновского ψ -перехода, где слабая связь состоит из слоя полуметалла между двумя ферромагнетиками. Фаза основного состояния ψ совпадает с углом между проекциями магнитных моментов на плоскость, перпендикулярную оси спинового квантования полуметалла. (б) Эскиз возможной экспериментальной установки, в которой циркулярно поляризованное электромагнитное излучение вращает магнитный момент в слое F2 и приводит к изменению джозефсоновской фазы ψ . (Из работы [136].)

планарной магнитной текстурой. Показано, что тепловой ток через переход имеет фазочувствительную интерференционную составляющую, пропорциональную $\cos(\theta - \theta_0)$, где θ — джозефсоновская разность фаз, а θ_0 — сдвиг фазы, зависящий от текстуры.

В трёхслойной магнитной структуре с туннельным барьером со спиновым фильтром величина θ_0 определяется спиновой киральностью магнитной конфигурации и может рассматриваться как прямое проявление переноса энергии с участием спин-триплетных куперовских пар. В случае идеального спинового фильтра по-

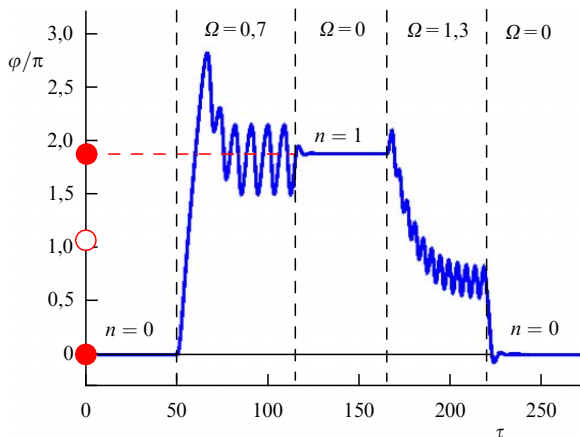


Рис. 22. Динамика джозефсоновской фазы, соответствующая управляемому переходу из состояния $n = 0$ в состояние $n = 1$ и обратно. Значения возбуждающей частоты указаны в верхней части рисунка. Штриховые линии обозначают моменты включения и выключения возбуждения. (Из работы [136].)

казано, что сдвиг фазы устойчив к спиновой релаксации, вызванной спин-орбитальным рассеянием. Обсуждаются возможные применения связи между тепловым потоком и магнитной прецессией.

Как указывалось выше, в последние годы большое внимание уделяется фазово-когерентной калоритронике в гибридных сверхпроводящих структурах [138]. Механизм фазочувствительного переноса тепла основан на тепловом аналоге эффекта Джозефсона [139–141], который возникает в системе, состоящей из двух сверхпроводников S_1 и S_2 , разделённых слабым звеном и находящихся при температурах T_1 и T_2 соответственно. Ненулевое смещение температуры (для определённости предполагается, что $T_1 > T_2$) генерирует постоянный тепловой поток от S_1 к S_2 , который выражается через тепловое ТФС:

$$\dot{Q}_{\text{tot}}(T_1, T_2, \theta) = \dot{Q}_{\text{qp}} - \dot{Q}_{\text{int}} \cos \theta, \tag{44}$$

где θ — разность фаз между сверхпроводящими электродами. Здесь первый член в правой части — это обычный квазичастичный тепловой ток, а второй описывает вклад переноса энергии с участием куперовских пар. В соответствии с симметрией Онзагера тепловой ток инвариантен относительно обращения времени, так как фазово-когерентный член в уравнении (44) не изменяется при инверсии фазы: $\dot{Q}_{\text{tot}}(\theta) = \dot{Q}_{\text{tot}}(-\theta)$.

Экспериментально взаимное влияние переноса тепла и эффекта Джозефсона изучалось начиная с наблюдений термоэлектрических эффектов в переходах сверхпроводник/нормальный металл/сверхпроводник [142]. Недавно наличие когерентных тепловых токов (44) было подтверждено в экспериментах с использованием джозефсоновской тепловой интерферометрии в туннельных контактах [138, 143]. Впоследствии был предложен ряд приложений, в том числе тепловые интерферометры [138, 143, 144], транзисторы [145], фазочувствительные ферромагнитные джозефсоновские вентили [146] и зонды топологических андреевских связанных состояний [147].

Направление \dot{Q}_{int} в уравнении (44) можно контролировать в эксперименте, обеспечивая реализацию $0-\pi$ -теплового джозефсоновского перехода [148].

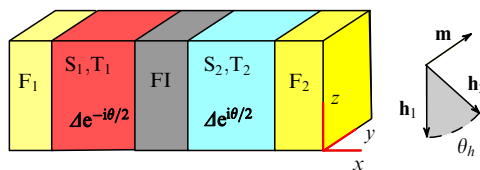


Рис. 23. Эскиз системы FS/FI/SF при тепловом смещении со сверхпроводящими электродами $S_{1,2}$, находящимися при разных температурах $T_{1,2}$. Обменные поля \mathbf{h}_1 и \mathbf{h}_2 в ферромагнитных электродах F_1 и F_2 образуют некомпланарную систему со спиновой поляризацией \mathbf{m} ферромагнитного барьера (FI). (Из работы [137].)

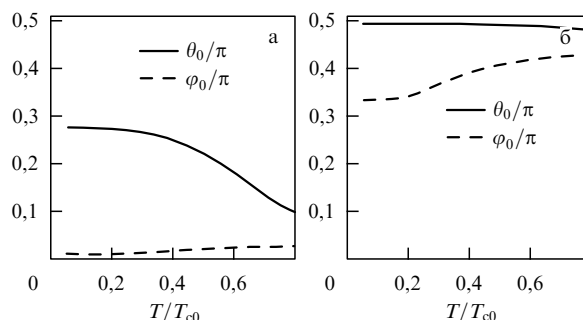


Рис. 24. Сдвиг фазы в ТФС $\varphi_0 = \varphi_0(T)$ и в тепловом ТФС $\theta_0 = \theta_0(T)$ при (а) $P = 0,8$ и (б) $P = 0,9999$. Обменное расщепление $h = 0,5\Delta_0$ и спин-орбитальная релаксация $(T_{c0}\tau_{SO})^{-1} = 1$. Магнитная конфигурация соответствует $\mathbf{h}_{1,2} \perp \mathbf{m}$ и $\theta_h = \pi/2$. (Из работы [137].)

В работе [137] сообщается о возможности получения обобщённого теплового ТФС в виде

$$\dot{Q}_{\text{tot}}(T_1, T_2, \theta) = \dot{Q}_{\text{qp}} - \dot{Q}_{\text{int}} \cos(\theta - \theta_0), \tag{45}$$

где, в отличие от уравнения (44), имеется произвольный сдвиг фазы θ_0 .

Этот эффект имеет место в системах с нарушенной симметрией относительно обращения времени и киральной симметрией, таких как SFS-переходы с некомпланарной магнитной текстурой или спин-орбитальным взаимодействием. Его можно рассматривать как тепловой аналог аномального эффекта Джозефсона, характеризуемого обобщённым ТФС:

$$I(\varphi) = I_c \sin(\varphi - \varphi_0). \tag{46}$$

Здесь I_c — критический ток, а φ_0 — произвольный сдвиг фазы, который в общем случае отличается от сдвига фазы в обобщённом тепловом ТФС: $\theta_0 \neq \varphi_0$.

В работе [137] демонстрируется тепловое ТФС со сдвигом фазы (45) на примере джозефсоновского спинового вентиля [149], который содержит три некомпланарных магнитных вектора (рис. 23). Он состоит из двух ферромагнитных слоёв с обменными полями $\mathbf{h}_{1,2}$, взаимодействующими со сверхпроводящими электродами, разделёнными барьером спинового фильтра с магнитной поляризацией, направленной вдоль \mathbf{m} . На рисунке 24 представлены сдвиги фаз в ТФС с φ_0 и θ_0 при двух значениях эффективности спинового фильтра барьера P . Недавно эффект спинового фильтра был продемонстрирован в SF-структурах на основе ферромагнитных изоляторов халькогенидов европия [150, 151] и GdN-туннельных барьеров [152]. Роль внешних контактов $F_{1,2}$ состоит

в том, чтобы индуцировать эффективные обменные поля в сверхпроводящих электродах. В случае металлических ферромагнетиков это может быть достигнуто на основе обратного эффекта близости [153, 154]. В качестве альтернативы $F_{1,2}$ могут быть ферромагнитными изоляторами и наводить эффективное обменное поле в $S_{1,2}$ как результат перемешивающего спины рассеяния электронов проводимости [129].

4. Аномальный эффект Джозефсона в структурах с топологическим изолятором

В настоящее время известен ряд джозефсоновских структур, в которых реализуется АЖЕ, обусловленный свойствами топологических материалов. В данном разделе рассмотрена возможность управления аномальным джозефсоновским током посредством майорановской моды; описан переход, образованный контактом двух сверхпроводников через спиральные краевые состояния квантового спин-холловского изолятора; обсуждается связь электрического заряда и спиновой поляризации при равновесном и неравновесном электрическом транспорте через двумерный джозефсоновский переход, содержащий неупорядоченные поверхностные каналы трёхмерного топологического изолятора (ТИ); продемонстрировано также расщепление лёгкой оси ферромагнетика в SFS джозефсоновском φ_0 -переходе на поверхности трёхмерного ТИ.

4.1. Управление аномальным джозефсоновским током посредством майорановской моды

Отличительной чертой топологического изолятора являются краевые или поверхностные состояния. В двумерном случае на краю образца возникают спиральные моды, т.е. пара одномерных мод, связанных симметрией относительно обращения времени и распространяющихся в противоположных направлениях для противоположных псевдоспинов. 2D киральный дираковский фермион на поверхности сильного ТИ (с нечётным числом киральных дираковских фермионов на поверхности) защищён топологией и наличием объёмной запрещённой зоны. Такие системы представляют собой интересные объекты для поиска 2D фононной или экситонной сверхпроводимости (см. ссылки в работе [155]). Фу и Кейн [156] предсказали появление киральных майорановских фермионов как связанных андреевских состояний на границе изолятора (FI) и обычного сверхпроводника (S), имеющих дисперсию вдоль границы раздела.

Явления переноса заряда в структурах нормальный металл/ферромагнитный изолятор/сверхпроводник и S/FI/S с киральной майорановской модой на поверхности трёхмерного ТИ изучались Танакой с соавторами в работе [155]. Возникающая киральная майорановская мода может с высокой чувствительностью контролироваться направлением намагниченности \mathbf{m} в FI. Сдвиг фазы можно непрерывно перестраивать с помощью компоненты \mathbf{m} , перпендикулярной границе раздела. Управление андреевским отражением и джозефсоновским током посредством майорановской моды открывает уникальные возможности для сверхпроводниковой спинтроники.

На рисунке 25 представлена контурная диаграмма уровня энергии киральной майорановской моды (СММ) E_J как функция θ и φ для $m_x = 0, 0,4m_z$ и $-0,4m_z$, а также

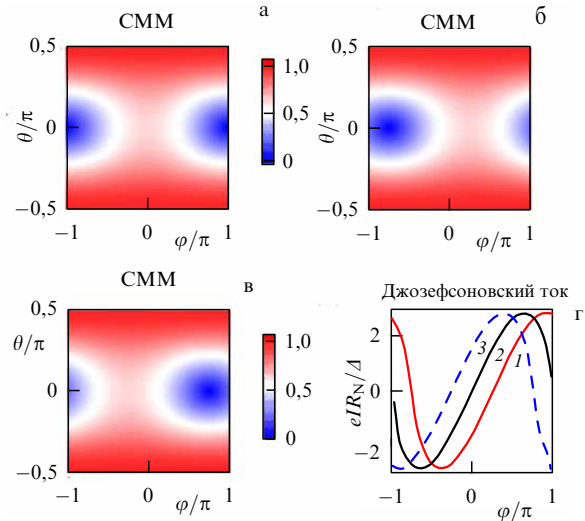


Рис. 25. (В цвете онлайн.) Контурная диаграмма уровня энергии киральной майорановской моды E_J (СММ) как функция θ и φ для (а) $m_x = 0$; (б) $m_x = 0,4m_z$; (в) $m_x = -0,4m_z$. (г) Результирующий джозефсоновский ток в переходе S/FI/S: 1 — $m_x/m_z = 1$, 2 — $m_x/m_z = 0,4$, 3 — $m_x/m_z = -0,4$. На всех рисунках $m_z d/v_F = 1$, $\mu/m_z = 1$ и $m_y/m_z = 0$. $T = 0,05T_c$, где T_c — критическая температура. (Из работы [155].)

результирующий джозефсоновский ток в переходах, демонстрирующих изменение ТФС в зависимости от направления намагниченности в ферромагнитном изоляторе.

Расчёт джозефсоновского тока с учётом киральной майорановской моды и намагниченности в FI, проведённый в работе [155], приводит к выражению

$$eIR_N = \frac{\sin(\varphi - 2\delta) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \frac{\pi \Delta^2 \tanh(E_J/2k_B T) \sigma_N \cos \theta}{2E_J}}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \sigma_N \cos \theta}, \quad (47)$$

где R_N — сопротивление в нормальном состоянии, $\delta = m_x d/v_F$ — сдвиг фазы, T — температура, σ_N — прозрачность перехода в нормальном состоянии.

Джозефсоновский ток практически не зависит от m_y , потому что его вклад в I компенсируется майорановскими модами с противоположными киральностями. С другой стороны, m_x существенно влияет на величину I как эффективный векторный потенциал, который напрямую входит в джозефсоновскую фазу φ . Отсутствие малого фактора e/c , который уменьшает связь с магнитным полем, значительно облегчает перестройку ТФС. Замечательным является то, что в данной модели аномальное ТФС возникает посредством изменения одного вектора намагниченности, без использования нетрадиционных механизмов спаривания.

4.2. φ_0 -переходы в сверхпроводящих структурах с квантовым спин-холловским изолятором

Одним из вариантов джозефсоновского φ_0 -перехода, основанного на топологии барьера, является переход, образованный контактом двух сверхпроводников через спиральные краевые состояния квантового спин-холловского изолятора (QSHI) [25]. Влияние внешнего магнитного поля на ТФС такого перехода приводит к тому, что

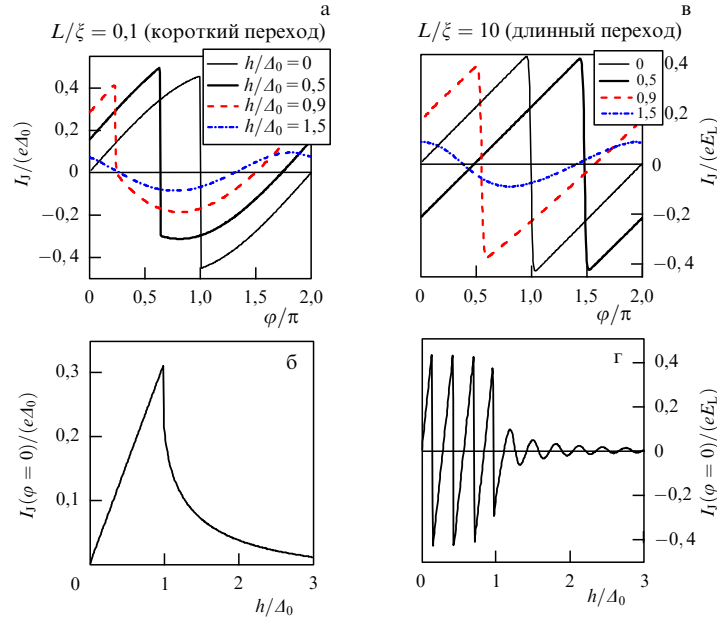


Рис. 26. Аномальный эффект Джозефсона в коротком ($L = 0,1\xi$, рис. а, б) и длинном ($L = 10\xi$, рис. в, г) S/QSHI/S-переходах. Рисунки а и в показывают зависимость тока от фазы при температуре $T/\Delta_0 = 10^{-3}$ для различных значений приложенного магнитного поля h . Рисунки б и г показывают аномальный джозефсоновский ток при $\varphi = 0$ как функцию h . (Из работы [25].)

в результате эффекта Зеемана вдоль оси спинового квантования рёбер спирали возникает АЖЕ. Сдвиг фазы φ_0 связывается с так называемой спиральной сверхпроводимостью, являющейся результатом взаимного влияния эффекта Зеемана и SO-связи.

Спиральная сверхпроводимость, обусловленная краевыми состояниями, приводит к току

$$I(h) = \frac{e}{\pi} \left[h - \Theta(h - \Delta_0) \sqrt{h^2 - \Delta_0^2} \right], \quad (48)$$

где Θ — функция Хевисайда, h — приложенное магнитное поле. Ток $I(\varphi = 0)$ протекает в коротком ДП, $L \ll \xi$ с $\xi = v_F/\Delta_0$, при нулевой разности фаз. Таким образом, проксимитизированная сверхпроводимость переводит систему в возбуждённое состояние, что приводит к аномальному эффекту Джозефсона. Аномальный ток увеличивается пропорционально приложенному магнитному полю h при $h < \Delta_0$, а затем уменьшается как $I \simeq e\Delta_0^2/(2\pi h)$ при $h \gg \Delta_0$. Отметим тот факт, что Δ_0 является наведённой щелью, что также подразумевает справедливость условия $h > \Delta_0$, пока щель Δ_0 достаточно мала по сравнению с собственной щелью сверхпроводников, образующих переход.

На рисунке 26 представлена зависимость тока от фазы для различных значений приложенного магнитного поля h , а также аномальный джозефсоновский ток при $\varphi = 0$ как функция h .

Важное значение имеет пространственное разделение двух спиралей. АЖЕ возникает, если только соединения на краях имеют неодинаковую длину, как схематично показано на рис. 27а, где джозефсоновский ток переносится краевыми состояниями. Анизотропия гиромангнитного тензора должна позволять наблюдать эффект с магнитным полем в плоскости. Эффект является устойчивым по отношению к небольшому смещению между приложенным полем и осью спинового квантования.

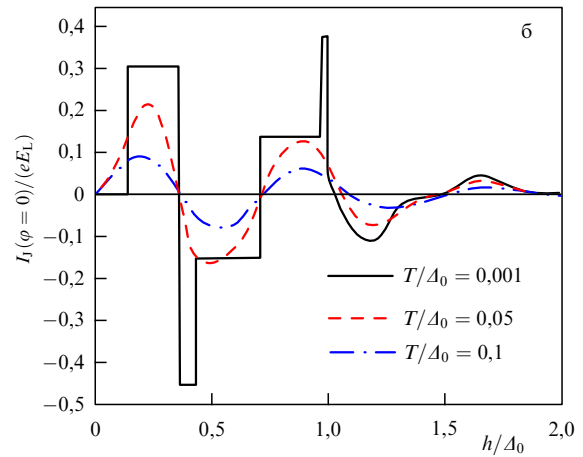
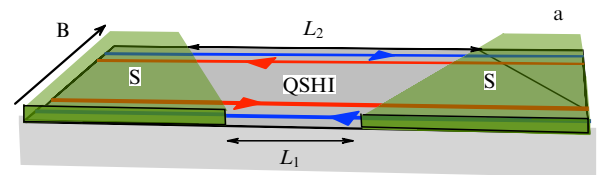


Рис. 27. (а) Предлагаемая установка для обнаружения φ_0 в гибридной системе S/QSHI/S: магнитное поле \mathbf{B} приложено в плоскости перехода. Краевые состояния с обеих сторон образца вносят вклад в джозефсоновский ток. Схема аномального эффекта Джозефсона сохраняется, если переходы имеют неодинаковую длину $L_1 \neq L_2$. (б) Аномальный джозефсоновский ток в φ_0 -переходе как функция $h = \mu_{\text{B,eff}}|\mathbf{B}|/2$ в случае $L_2 = 10\xi$ и $L_1 = L_2/3$ при различных температурах. (Из работы [25].)

Зависимость аномального джозефсоновского тока от магнитного поля h при $\varphi = 0$ для различных температур показана на рис. 27б. Отметим дополнительный сдвиг фазы между двумя краями, обусловленный орбитальным эффектом поля [157–159].

Таким образом, основой аномального эффекта Джозефсона в системах S/QSHI/S является спиральная природа краевых состояний QSHI, подверженных воздействию магнитного поля. Результирующий аномальный сверхток, протекающий при нулевой разности фаз между двумя сверхпроводящими выводами, перестраивается магнитным полем. Поля в сверхпроводнике и в контактной области, дающие вклад в сверхток, "чувствуют" спиральную природу краевых состояний в соответствующих частях системы. Анализируя вклады обоих краёв, требуемое направление магнитного поля, а также стабильность эффекта относительно конечного химического потенциала и разориентации магнитного поля и оси спинового квантования, Долсини с соавторами [25] предложили методы экспериментального наблюдения эффекта, используя гибридные структуры на основе доступных реализаций QSHI. Было определено ТФС как функция внешнего магнитного поля и длины контакта. Ожидается, что АЖЕ будет ярко выраженным в переходах на основе нанопроволок с сильным спин-орбитальным взаимодействием [160, 161], находящихся в топологическом режиме.

4.3. φ_0 -переход, контролируемый инжекцией квазичастиц

Связь электрического заряда и спиновой поляризации при равновесном и неравновесном электрическом транспорте через двумерный джозефсоновский переход, содержащий неупорядоченные поверхностные каналы трёхмерного топологического изолятора, может служить основой для возникновения АЖЕ [40]. В этом случае в равновесии эффект Эдельштейна является более выраженным, чем в обычном материале с SO-связью.

Используя квазиклассическую технику Келдыша, Бобкова с соавторами [40] продемонстрировали образование φ_0 -перехода, возникающего в результате модуляции квазичастичной инжекции в переход, схема которого представлена на рис. 28. Основное состояние системы соответствует нулю сверхпроводящего тока, реализуемого при нулевой разности фаз: $\varphi = \varphi_0 = -4d_1h/\alpha$. Аномальный фазовый сдвиг пропорционален разности напряжений V между сверхпроводниками и нормальным инжекторным электродом, определяющей скорость инжекции квазичастиц, что позволяет включать и выключать φ_0 -состояние ДП экспериментально, контролируя впрыск потока квазичастиц.

4.4. Расщепление лёгкой оси ферромагнетика в джозефсоновском φ_0 -переходе сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник на поверхности трёхмерного топологического изолятора

Сильная зависимость джозефсоновской энергии от ориентации намагниченности в джозефсоновских переходах с ферромагнитными прослойками и SO-связью открывает новые возможности управления намагниченностью ферромагнетика сверхпроводящим током (джозефсоновской фазой). Такая зависимость возникает в джозефсоновских SFS-переходах на поверхности трёхмерного топологического изолятора, содержащего дираковские квазичастицы.

Дираковские квазичастицы демонстрируют полную синхронизацию (locking) спина и импульса: спин электрона всегда составляет прямой угол со своим импульсом, что приводит к выраженной зависимости ТФС от

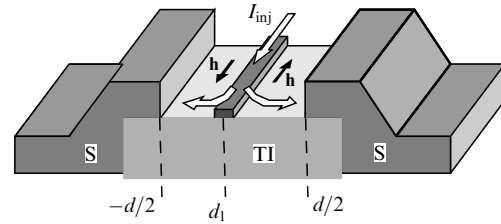


Рис. 28. Схема джозефсоновского перехода с топологическим изолятором для создания φ_0 -перехода посредством инжекции квазичастиц. (Из работы [40].)

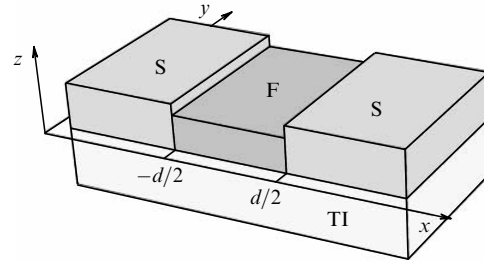


Рис. 29. Схема описываемой системы S/(F/TI)/S. (Из работы [162].)

направления намагниченности [16, 155, 163]. В настоящее время достигнут большой прогресс в экспериментальной реализации гибридных структур F/TI. В частности, для введения ферромагнитного порядка в TI было использовано легирование элементами переходных металлов, например Cr или V. Другой способ введения ферромагнитного порядка в TI, который был успешно реализован экспериментально, основан на связи немагнитного TI с магнитным изолятором с высокой T_c для создания сильного обменного взаимодействия в поверхностных состояниях через эффект близости. Такая структура исследовалась в работе Нашаат и др. [162], где было показано, что сдвиг фазы аномального основного состояния φ_0 -перехода на поверхности трёхмерного топологического изолятора (3D TI) пропорционален компоненте намагниченности в плоскости, перпендикулярной направлению сверхпроводящего тока [16, 163]. Аномальный сдвиг фазы вызывает прецессию намагниченности аналогично случаю системы со спин-орбитальной связью. Однако для рассматриваемой системы абсолютное значение критического тока сильно зависит от ориентации намагниченности, а именно от составляющей намагниченности в плоскости вдоль направления тока. Данная зависимость в режиме с заданным напряжением может приводить к расщеплению лёгкой оси ферромагнетика и стабилизации четырёхкратно вырожденного ферромагнитного состояния, которое резко контрастирует с обычным двукратно вырожденным ферромагнитным состоянием лёгкой оси.

На рисунке 29 представлена схема описываемой системы, в которой два обычных s-волновых сверхпроводника и ферромагнетик, нанесённый на поверхность 3D TI, образуют ДП. Процедура расчёта заключается в вычислении ТФС на основе формализма квазиклассических функций Грина. Для случая с заданным напряжением электрический ток через переход состоит из двух частей: джозефсоновского тока j_s и нормального j_n . Джозефсоновский ток связан с наличием ненулевых аномальных функций Грина в прослойке и проявляется в равновесии. В режиме низкого приложенного напряже-

ния $eV/(k_B T_c) \ll 1$ отклонение функции распределения от равновесия является слабым и может быть проигнорировано при вычислении джозефсоновского тока. В результате получается следующее конечное выражение для джозефсоновского тока:

$$j_s = j_c \sin(\varphi - \varphi_0), \quad (49)$$

$$j_c = ev_F N_F T \sum_{\varepsilon_n > 0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \cos \phi \frac{\Delta^2}{\varepsilon_n^2} \times \exp\left(-\frac{2\varepsilon_n d}{v_F \cos \phi}\right) \cos\left(\frac{2h_x d \tan \phi}{v_F}\right), \quad (50)$$

$$\varphi_0 = \frac{2h_y d}{v_F}, \quad (51)$$

где $\varepsilon_n = \pi T(2n + 1)$. При высоких температурах, $T \approx T_c \gg \Delta$, основной вклад в ток вносит самая низкая мацубаровская частота, и выражение (50) упрощается:

$$j_c = j_b \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \cos \phi \exp\left(-\frac{2\pi T d}{v_F \cos \phi}\right) \cos\left(\frac{2h_x d \tan \phi}{v_F}\right), \quad (52)$$

где $j_b = ev_F N_F \Delta^2 / (\pi^2 T)$. Подобное выражение получили для дираковских материалов Линдер и др. [164]. Нормальный ток обусловлен отклонением функции распределения от равновесия. Однако для рассматриваемой системы, в предположении, что ферромагнетик является металлическим, практически весь нормальный ток протекает через ферромагнетик, поскольку в реальных экспериментальных установках сопротивление ПИ должно быть много больше сопротивления ферромагнетика. Что касается джозефсоновского тока, то он сильно подавлен внутри ферромагнитного слоя, поскольку обменное поле там обычно много больше индуцированного обменного поля \mathbf{h}_{eff} в поверхностном слое ПИ. Следовательно, ток протекает через поверхностные состояния ПИ.

Динамика намагниченности ферромагнетика описывается в рамках уравнения ЛЛГ. Электрический ток, протекающий через поверхностные состояния ПИ, вызывает спин-орбитальный вращающий момент [165–168] из-за наличия сильной связи между квазичастичным спином и импульсом. В принципе, если ферромагнетизм и SO-связь пространственно сосуществуют, то этот вращающий момент определяется суммарным электрическим током, протекающим через систему. Однако в рассматриваемом случае только сверхпроводящий ток протекает через поверхностные состояния ПИ, где имеет место спин-импульсная синхронизация. Следовательно, только этот сверхпроводящий ток создаёт вращающий момент, действующий на намагниченность. Нормальный ток протекает через однородный ферромагнетик, в котором нет спин-орбитальной связи.

Вращающий момент, вызванный сверхпроводящим током, может быть учтён как дополнительный вклад в эффективное поле, которое имеет вид

$$\frac{H_{\text{eff},x}}{H_F} = \Gamma \left[\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\tilde{d}}{\cos \phi}\right) \sin \phi \sin(rm_x \tan \phi) d\phi \right] \times [1 - \cos(\Omega_J t - rm_y)], \quad (53)$$

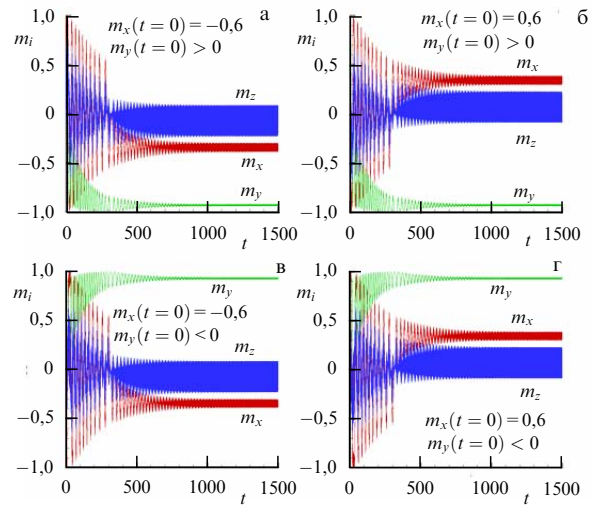


Рис. 30. (В цвете онлайн.) Динамика намагниченности при различных начальных условиях, указанных на рисунке, демонстрирующая переходы в стабильные состояния под действием шума. Четыре части рисунка показывают переход к четырём возможным стабильным состояниям при больших t . $\Gamma = 1,57$, $r = 0,5$, $\tilde{d} = 0,3$, $\alpha = 0,01$, $\Omega_F/\Omega_J = 0,2$, время измеряется в единицах обратной джозефсоновской частоты Ω_J^{-1} . (Из работы [162].)

$$\frac{H_{\text{eff},y}}{H_F} = \Gamma \left[\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\tilde{d}}{\cos \phi}\right) \cos \phi \cos(rm_x \tan \phi) d\phi \right] \times \sin(\Omega_J t - rm_y) + m_y, \quad (54)$$

$$H_{\text{eff},z} = 0, \quad (55)$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, $\tilde{d} = 2\pi T d / v_F$ — длина ДП, $\Gamma = \varphi_0 j_b S r / (2\pi K v_F)$ пропорционально отношению джозефсоновской и магнитной энергий, $r = 2dh_{\text{eff}}/v_F$, $\Omega_J = 2eV$ — джозефсоновская частота, $H_F = \Omega_F/\gamma = K/M_s$.

На рисунке 30 показана эволюция намагниченности \mathbf{m} , полученная на основе численного решения уравнения ЛЛГ. Видно, что при различных начальных условиях система переходит в четыре различных стабильных состояния: два состояния с положительной компонентой m_y и $\pm m_x$ (показано на рис. а и в), а также два состояния с $\pm m_x$ и отрицательной компонентой m_y (рис. б, г).

Система может переходить в эти состояния самопроизвольно под влиянием шума, действующего на состояния с $\pm m_z$. Результаты представлены на рис. 31, демонстрирующем все четыре возможных конечных состояния.

Аналогичный подход к изучению динамики намагниченности в смещённых по напряжению переходах уже применялся к системам с SO-связью в промежуточном слое [7, 96]. Качественное отличие системы на основе поверхностных состояний ПИ от этих работ состоит в том, что в рассматриваемом случае критический ток демонстрирует сильную зависимость от x -компоненты намагниченности. Ранее он считался не зависящим от направления намагниченности. Эта зависимость приводит к ненулевому значению $H_{\text{eff},x} \sim m_x$ при малых значениях m_x . Последнее означает, что лёгкая ось y может стать нестабильной в напряжённом или токовом переходе, в то время как эта ось всегда стабильна, если критический ток не зависит от направления намагниченности. Более того, для системы нет разницы между $\pm m_x$ -

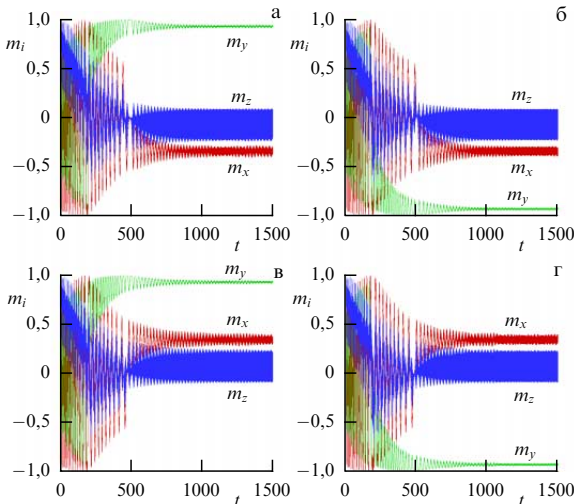


Рис. 31. (В цвете онлайн.) Динамика намагниченности начиная с нестабильного состояния $m_x = m_y = 0$ и $m_z = 1$ при учёте шума. Четыре части рисунка демонстрируют переход к четырём возможным стабильным состояниям при больших t . Параметры те же, что и на рис. 30. (Из работы [162].)

компонентами намагниченности. Это приводит к замечательному факту, что в управляемой системе лёгкая ось не переориентируется, сохраняя два стабильных направления намагниченности, как это уже было получено ранее, а расщепляется, демонстрируя четыре устойчивых направления намагниченности.

5. Аномальный эффект Джозефсона в системе джозефсоновский переход/наномагнит

φ_0 -переход также может возникать в системе джозефсоновский переход/наномагнит (ДП/НМ), представленной на рис. 32, за счёт чисто электромагнитного взаимодействия между туннельным током перехода и магнитным моментом наномагнита, расположенных в непосредственной близости друг от друга [100]. При этом магнитное поле наномагнита изменяет туннельный ток через переход, тогда как магнитное поле, генерируемое в ДП, воздействует на магнитный момент наномагнита.

Особенность системы проявляется в выборе геометрии структуры, характере взаимодействия и конечном сопротивлении перехода в нормальном состоянии, которое учитывается в рамках RSJ-модели [82]. Притягательность модели с чисто электромагнитным взаимодействием заключается в отсутствии неизвестных параметров, что должно быть существенным для её экспериментального исследования.

5.1. Свойства системы джозефсоновский переход/наномагнит

В рамках данной структуры предполагается наблюдение ряда характерных явлений [100], в частности, возникновение на ВАХ ДП "шапироподобных" ступеней, создаваемых прецессией НМ, переворот магнитного момента при приложении к ДП напряжения, изменяющегося во времени, а также осцилляции Раби квантового спина, индуцированные приложенным постоянным напряжением. Интенсивность взаимодействия НМ с ДП определяется параметром $\epsilon = E_J/E_B$, описывающим отношение джозефсоновской энергии к магнитной, который по

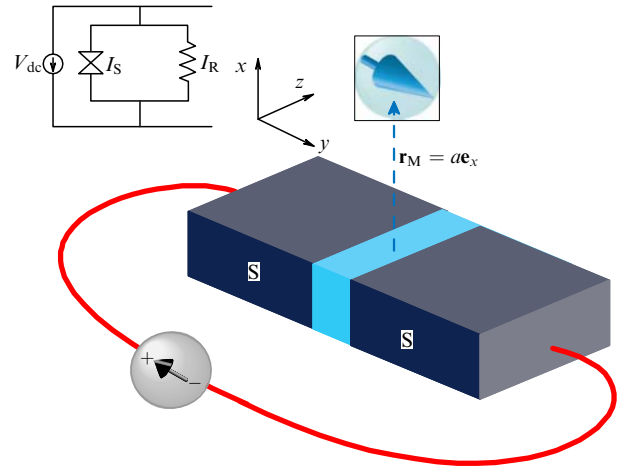


Рис. 32. Иллюстрация рассматриваемой системы с эквивалентной схемой электрической цепи. Наномагнит расположен на расстоянии a от центра слабой связи джозефсоновского перехода. (Из работы [169].)

порядку величины представляет собой отношение магнитного поля, генерируемого туннельным током, к эффективному полю B_{eff} , действующему на магнитный момент из-за магнитной анизотропии и приложенного внешнего поля. Оценки показывают, что возможность наблюдать первую ступеньку Шапиро при $\bar{V}_0 = 1$ (а также пик при $\bar{V}_0 = 0,5$ из-за нелинейности) выглядит вполне реалистично [100]. При этом ширина первой ступеньки уменьшается линейно с уменьшением ϵ , ширина второй гармоники $\bar{V}_0 = 2$ пропорциональна ϵ^2 и так далее.

Замечательное свойство системы заключается в том, что, несмотря на слабость поля, генерируемого туннельным током, при определённой временной зависимости приложенного напряжения может возникать эффективная накачка спиновых возбуждений в наномагнит и переворот его магнитного момента. Переворот реализуется при условии $\epsilon > \alpha$, при этом реалистичным значением параметра затухания является величина $\alpha = 0,01$ [170]. Параметр ϵ определяет количество циклов в прецессии магнитного момента, приводящих к перевороту, которое пропорционально $1/\epsilon$. Для $\epsilon = 0,05$ необходимое время для переворота близко к $10^3 \omega_g^{-1}$, что при $\omega_g \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ составляет ~ 10 нс. Меньшее ϵ потребует более медленной зависимости напряжения V_0 от времени, что не является проблемой для реализации такого эксперимента [100]. Однако меньшая величина ϵ потребует меньшей диссипации из-за условия $\epsilon > \alpha$. Кроме того, чем меньше ϵ , тем более чувствительна временная эволюция магнитного момента к временной зависимости напряжения. Небольшое изменение в этой зависимости является достаточным для того, чтобы после переворота вернуться в исходное состояние. Ниже приведён пример исследования переворота магнитного момента в данной системе.

Осцилляции Раби квантового спина в системе ДП/НМ, индуцированные приложенным постоянным напряжением, определяются не параметром ϵ , а соотношением зеemanовского взаимодействия спина с полем туннельного тока и туннельного расщепления Δ [100]. Они сильно зависят от приложенного напряжения. Наибольший эффект возникает при V_0 , удовлетворяющем одному из

резонансных условий $eV_0 = (m/n)\Delta$, где m и n — целые числа. При таком резонансном поведении вероятность найти спин в состоянии "вверх" или "вниз" сильно отличается от нерезонансного случая, что указывает на принципиальную возможность электромагнитного управления кубитом ДП/НМ посредством приложенного напряжения.

Модель ДП/НМ была рассмотрена в работе [100]. Разность фаз $\varphi = \varphi_0 + \varphi_A$ определяется приложенным напряжением $V_0(t)$ ($d\varphi_0/dt = 2eV_0(t)/\hbar$) и напряжением $V_A = (\hbar/2e)(d\varphi_A/dt)$, которое есть электродвижущая сила, наведённая в переходе зависящим от времени магнитным полем, создаваемым вращающимся магнитным моментом наномagnита. Векторный потенциал определяется суммой $\mathbf{A} = \mathbf{A}_B + \mathbf{A}_M$ векторного потенциала внешнего поля $\mathbf{A}_B = 1/2(\mathbf{B} \times \mathbf{r})$ и векторного потенциала $\mathbf{A}_M = (\mu_0/4\pi)(\mathbf{M} \times \mathbf{r})/r^3$, создаваемого магнитным полем наномagnита. Производная $d\varphi/dt$ пропорциональна полному падению напряжения через переход:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV(t)}{\hbar} = \int_1^2 \mathbf{dr} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (56)$$

Здесь \mathbf{E} — электрическое поле, интегрирование проводится от одного конца слабой связи до другого.

Таким образом, в системе ДП/НМ сдвиг фазы в выражении для сверхпроводящего тока

$$I = I_c \sin(\varphi_0 + \varphi_A) \quad (57)$$

возникает за счёт учёта магнитного поля, создаваемого вращающимся магнитным моментом наномagnита.

Динамика магнитного момента определяется уравнением ЛЛГ:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma_g \mathbf{M} \times \mathbf{B}_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_0} |\gamma_g| \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}), \quad (58)$$

где γ_g — гиромагнитное отношение для \mathbf{M} , α — гильбертовское затухание,

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B}_0 - \frac{\partial K}{\partial \mathbf{M}} + I_c \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \mathbf{M}} \int_1^2 \mathbf{dr} \mathbf{A}_M(\mathbf{r}, t)$$

— эффективное поле, действующее на \mathbf{M} . Последний член в этом выражении равен магнитному полю \mathbf{B}_J , создаваемому туннельным током $I = I_c \sin \varphi$ в месте расположения наномagnита.

В нормированных единицах уравнение ЛЛГ принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= \frac{\Omega_F}{1 + m^2 \alpha^2} [h_y(m_z - \alpha m_x m_y) - \\ &\quad - h_z(\alpha m_x m_z + m_y) + \alpha h_x(m_x^2 + m_y^2)], \\ \frac{dm_y}{dt} &= \frac{\Omega_F}{1 + m^2 \alpha^2} [-h_x(\alpha m_x m_y + m_z) + \\ &\quad + h_z(m_x - \alpha m_y m_z) + \alpha h_y(m_x^2 + m_y^2)], \\ \frac{dm_z}{dt} &= \frac{\Omega_F}{1 + m^2 \alpha^2 + \Omega_F \alpha \epsilon k (m_x^2 + m_y^2)} \times \\ &\quad \times \left\{ \alpha \epsilon [\sin(Vt - km_z) + V](m_x^2 + m_y^2) - \right. \\ &\quad \left. - h_y(m_x + \alpha m_y m_z) + h_x(m_y - \alpha m_x m_z) \right\}, \end{aligned} \quad (59)$$

где $m_i = M_i/M_s$ — нормированная компонента магнитного момента, M_s — магнитный момент насыщения, $\Omega_F = \omega_F/\omega_c$ — нормированная частота ферромагнитного резонанса, $\omega_c = 2eRI_c/\hbar$, I_c — критический ток,

$$k = \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\mu_0 M_s l}{\alpha \sqrt{l^2 + a^2}}, \quad a = |\mathbf{r}_M|,$$

Φ_0 — квант магнитного потока, m — абсолютное значение магнитного момента, α — параметр гильбертовского затухания. Здесь время t нормировано на ω_c^{-1} , напряжение V нормировано на $\hbar\omega_c/(2e)$. Компоненты эффективного магнитного поля h_i в нормированных величинах определяются выражениями [100]

$$\begin{aligned} h_x &= 0, \\ h_y &= m_y, \\ h_z &= \epsilon [\sin(Vt - km_z) + V] - \epsilon k \frac{dm_z}{dt}, \end{aligned} \quad (60)$$

где $\epsilon = Gk$, $G = \epsilon_J/K_{\text{an}}v$, v — объём наномagnита, K_{an} — постоянная магнитной анизотропии. Компоненты эффективного магнитного поля нормированы на $H_F = \omega_F/\gamma_g$. Уравнения (59), (60) совместно с уравнениями RSJ-модели составляют основу для исследования динамики и вольт-амперных характеристик системы ДП/НМ.

5.2. Ферромагнитный резонанс

в системе джозефсоновский переход/наномagnит

Джозефсоновские осцилляции в переходе возбуждают прецессию магнитного момента наномagnита, что приводит к ФМР, когда частота прецессии становится равной собственной частоте магнитной системы Ω_F . В работе [169] для описания резонанса система уравнений (59) решалась методом Гаусса–Лежандра, в результате чего определялись временные зависимости компонент магнитного момента, а также рассчитывалась максимальная амплитуда осцилляций компонент магнитного момента во временном домене для каждого заданного значения напряжения.

На рисунке 33а представлены результаты расчёта максимальной амплитуды осцилляций m_z^{max} как функции напряжения V на ДП при $\Omega_F = 0,5$ и двух значениях параметра затухания $\alpha = 0,001$ и $0,3$. В выбранной нормировке $V = \Omega_J$, поэтому при напряжении, соответствующем частоте джозефсоновских осцилляций $\Omega_J = 0,5$, наблюдается пик ФМР. Для m_x^{max} результат качественно одинаков. Увеличение затухания в системе приводит к увеличению ширины резонанса и его сдвигу в сторону меньших частот, что и показано на рис. 33а при $\alpha = 0,3$. Положения пиков при малых затуханиях хорошо согласуются со значениями частот, следующими из аналитических формул, полученных на основании линеаризации уравнений ЛЛГ [169]. В частности, если отклонение магнитного момента от равновесного направления из-за взаимодействия с джозефсоновским током мало, т.е. $G < 1$ и $k\tilde{m}_z < 1$, то резонансная частота определяется выражением

$$\Omega_{\text{res}} = \sqrt{\frac{-a_2 \pm \sqrt{a_2^2 - 4a_1}}{2a_1}} \Omega_F, \quad (61)$$

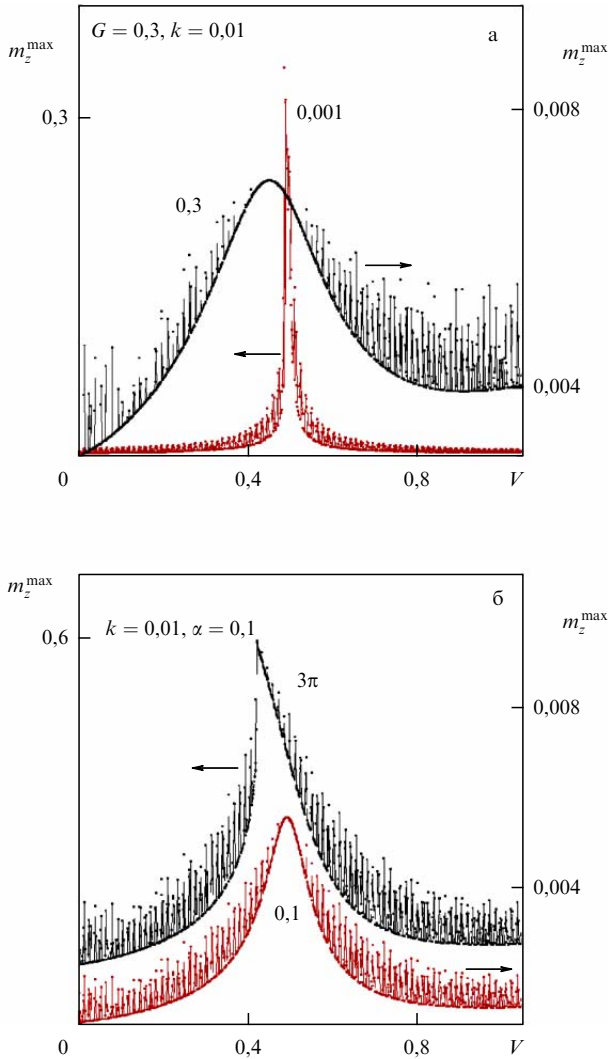


Рис. 33. (а) Проявление ФМР на зависимости $m_z^{\max}(V)$. Числа указывают величину гильбертовского затухания α . (б) Влияние отношения джозефсоновской энергии к энергии наномagnита G на ширину ФМР. Числа указывают величину G . (Из работы [169].)

где

$$a_1 = (\alpha^2 + \alpha k \epsilon \Omega_F + 1)^2,$$

$$a_2 = 2\alpha^2 + k^2 \Omega_F^2 \epsilon^2 + 2\alpha k \Omega_F \epsilon - 2.$$

Так, при $G = 0,3, k = 0,01$ и $\Omega_F = 0,5$ для $\alpha = 0,001$ резонансная частота $\Omega_{\text{res}} \approx 0,5$, а для $\alpha = 0,3$ — $\Omega_{\text{res}} \approx 0,45$, что достаточно близко к значениям, полученным численно (рис. 33а).

Ширина резонанса зависит от параметра гильбертовского затухания α , отношения джозефсоновской энергии к энергии наномagnита G , а также параметра связи k . Рисунок 33б демонстрирует влияние параметра G на свойства ферромагнитного резонанса. С возрастанием G наблюдается уменьшение резонансной частоты и асимметрия резонансного пика относительно $\Omega_J = \Omega_F$. Аналитические выражения в этом случае дают $\Omega_{\text{res}} \approx 0,492$ при $\alpha = 0,1, G = 0,1, k = 0,01$ и $\Omega_F = 0,5$. Однако при $G = 3\pi$ аналитические расчёты приводят к завышенным значениям, что означает необходимость учёта членов более высокого порядка при $G \gg 1$. Таким образом, отклонение m_z в резонансе при определённых значениях

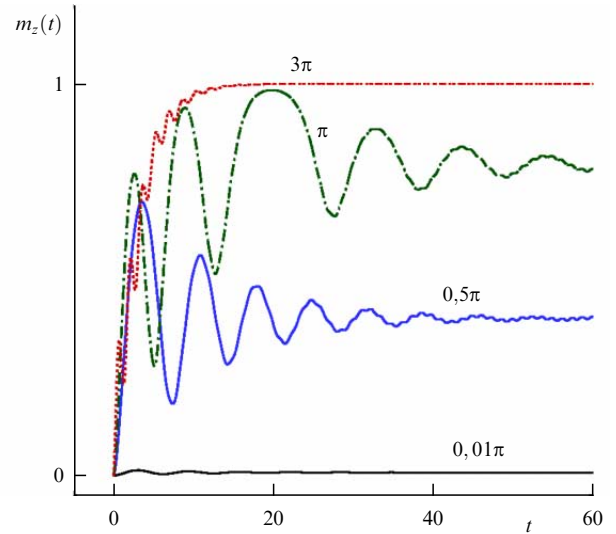


Рис. 34. Динамика компоненты m_z в зависимости от величины параметра G при $k = 0,05, \alpha = 0,1$. (Из работы [169].)

G, k и α может быть достаточно сильным и проявляться в экспериментальных условиях [169].

5.3. Маятник Капицы

в системе джозефсоновский переход/наномagnит

Другим интересным результатом, проявляющимся в системе ДП/НМ, является демонстрация переориентации лёгкой оси наномagnита при увеличении отношения джозефсоновской энергии к магнитной, т.е. своеобразное проявление свойств маятника Капицы в системе джозефсоновский переход/наномagnит [169]. На рисунке 34 показана динамика компоненты магнитного момента $m_z(t)$ при разных значениях параметра G . Подчёркнём, что в начальный момент времени магнитный момент направлен вдоль лёгкой оси (ось y , см. рис. 32). Мы видим, что при малых значениях G временная зависимость компоненты $m_z(t)$ выходит на определённое постоянное значение. С возрастанием G эта зависимость существенно изменяется и при $G = 3\pi$, осциллируя, $m_z(t)$ стремится к единице, т.е. m_y обращается в нуль. Таким образом, происходит переориентация лёгкой оси наномagnита. В промежуточных состояниях магнитный момент наномagnита ориентирован между осями y и z и время переориентации уменьшается с увеличением G .

Динамика m_z при различных значениях джозефсоновской частоты Ω_J представлена на рис. 35. При малых Ω_J компонента m_z прецессирует вблизи определённого фиксированного значения, а при больших Ω_J , осциллируя, выходит на единицу [169].

Известно, что положение устойчивого равновесия маятника изменяется, если его точка подвеса совершает колебания с большой частотой [93]. Отношение джозефсоновской энергии к магнитной (G) соответствует амплитуде переменной силы в задаче о маятнике Капицы, что должно способствовать переориентации лёгкой оси ферромагнетика. Характер нарастания среднего значения m_z в зависимости от отношения джозефсоновской энергии к магнитной представлен на рис. 36, который также демонстрирует аналогию с маятником Капицы. Аналогичное поведение наблюдается при увеличении параметра связи джозефсоновской и магнитной подсистем k .

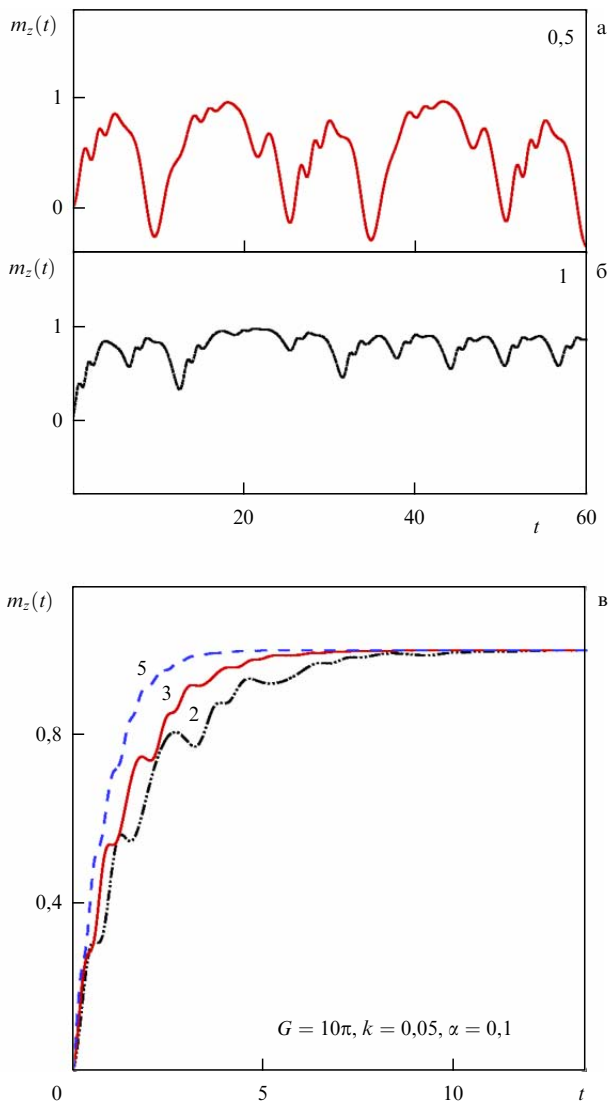


Рис. 35. (а) Динамика компоненты m_z при $\Omega_J = 0,5$. (б) То же при $\Omega_J = 1$. (в) То же при $\Omega_J = 2, 3$ и 5 . (Из работы [169].)

5.4. Шапироподобные ступеньки на вольт-амперной характеристике системы джозефсоновский переход/наномагнит

До сих пор мы рассматривали влияние джозефсоновских осцилляций на динамику магнитного момента наномагнита. Опишем теперь кратко обратный эффект, т.е. влияние динамики магнитного момента на вольт-амперную характеристику джозефсоновского перехода [5]. Расчёт ВАХ проводится для перехода с заданным током. В этом случае в рамках RCSJ-модели [82] система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{\beta_c} \left[I - \sin(\varphi - km_z) + V - k \frac{dm_z}{dt} \right], \quad (62)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = V, \quad (63)$$

где φ — разность фаз в джозефсоновском переходе, β_c — параметр Маккамбера. Кроме того, для расчёта ВАХ в системе уравнений (59) и в выражении для эффективного поля (60) необходимо произвести замену Vt на φ .

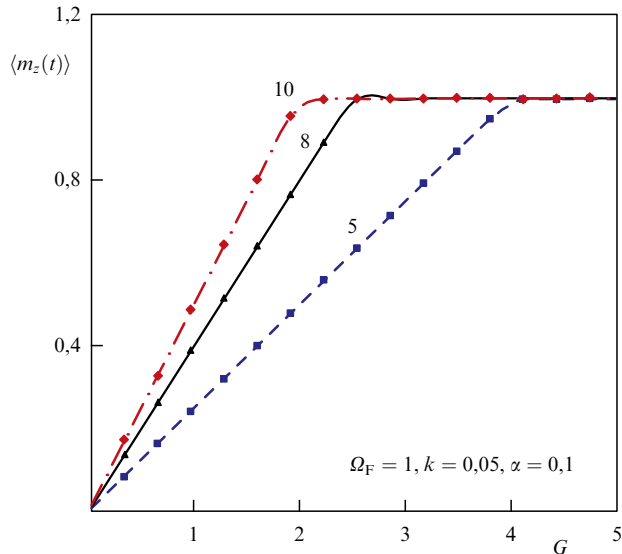


Рис. 36. Зависимость среднего значения m_z от отношения джозефсоновской энергии к магнитной (G). Числа указывают значение джозефсоновской частоты. (Из работы [169].)

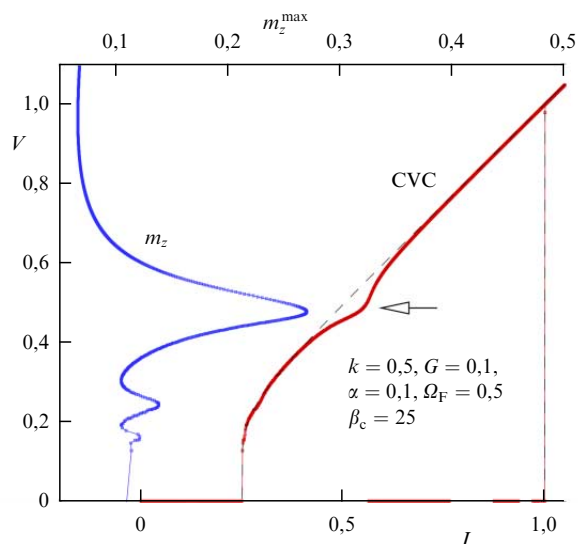


Рис. 37. Вольт-амперная характеристика ДП с наномагнитом (сплошная линия, CVC) и без него (штриховая линия) вместе с зависимостью максимального m_z от напряжения. (Из работы [169].)

На рисунке 37 представлены результаты расчёта вольт-амперной характеристики ДП с наномагнитом и без него (ВАХ SIS-перехода) вместе с зависимостью максимальной компоненты m_z от напряжения [169]. ВАХ ДП с наномагнитом демонстрирует особенность, указанную стрелкой, которая отсутствует на ВАХ ДП без наномагнита. Положение этой особенности по напряжению соответствует положению резонансного пика m_z . Таким образом, прецессия наномагнита проявляется на ВАХ ДП, что может служить методом контроля его динамики. Отметим, что обоснование используемых значений параметров и их соответствие экспериментальным условиям приведено в работах [100, 171], что предполагает возможность экспериментального исследования обнаруженных эффектов.

В качестве неисследованных свойств системы ДП/НМ следует отметить возникновение хаотических состояний

при периодическом воздействии на систему [172]. Хаос в ДП под действием внешнего электромагнитного излучения, которое моделируется добавкой к базовому току члена $A \sin(\omega t)$ (ω — частота, A — амплитуда излучения), подробно рассматривался в работе [173]. Предполагается, что в исследуемой системе прецессия магнитного момента под действием сверхпроводящих осцилляций в ДП также может приводить к возникновению хаотических состояний. Исследования в этом направлении до настоящего времени не проводились, но несомненно являются важными для практических применений данных систем.

6. Переворот магнитного момента в φ_0 -переходе

Сверхпроводниковая электроника играет важную роль в разработке компьютеров со сверхнизким энергопотреблением [66, 128, 174–176]. Одной из ключевых проблем в достижении этой цели является создание надёжной и масштабируемой архитектуры криогенной памяти, для которой многообещающими структурами являются джозефсоновские SFS-переходы. Действительно, взаимное влияние собственного обменного поля и индуцированной сверхпроводимости в ферромагнетике приводит к π -переходу [56, 57]. В качестве джозефсоновской магнитной памяти используются вертикальные ферромагнитные многослойные структуры. Два логических состояния этих элементов памяти обычно соответствуют состояниям с различной относительной ориентацией магнитных слоёв, что, в свою очередь, определяет, находится ли соединение в 0- или π -состоянии. Схемы считывания, как правило, основаны на различии резистивных и нерезистивных состояний.

В настоящем обзоре рассматривается альтернативный криогенный элемент памяти на основе φ_0 -перехода [6], основное состояние которого соответствует конечному фазовому сдвигу в его ТФС. Такая аномальная фаза была недавно обнаружена экспериментально в гибридных джозефсоновских контактах, в частности, изготовленных с помощью топологического изолятора Bi_2Se_3 [28] и на основе гетероструктур Al/InAs [29, 177]. Оба материала имеют сильную SO-связь, и в этих экспериментах обращение времени нарушается внешним магнитным полем, которое действует как зеемановское поле. Рассматриваемый элемент памяти является джозефсоновским переходом с ферромагнитной связью, поэтому SO-взаимодействие нарушается обменным полем. В указанных соединениях намагниченность ферромагнетика можно контролировать электрическим током [7, 31, 33, 34, 178, 179]. В работе [66] было предложено использовать такой переход в качестве элемента памяти с информацией, закодированной в направлении намагниченности ферромагнитного слоя.

6.1. Переворот магнитного момента импульсом тока

Возможность переворота намагниченности в джозефсоновском φ_0 -переходе импульсом тока была продемонстрирована в работе [34]. Было показано, что переворот магнитного момента чрезвычайно чувствителен к значениям параметров системы. Ввиду достаточной сложности рассматриваемой системы вопрос, касающийся возможности предсказания полного переворота при заданных параметрах системы и импульса тока, оста-

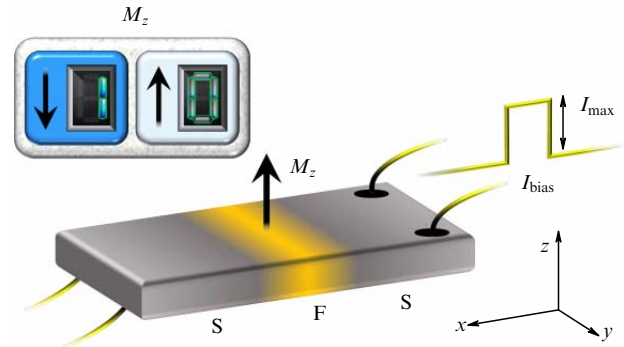


Рис. 38. SFS джозефсоновский переход, управляемый прямоугольным импульсом тока I_{bias} с амплитудой I_{max} . z -компонента намагниченности M_z является наблюдаемой, используемой для определения логических состояний 0 и 1. (Из работы [66].)

вался открытым до последнего времени. Ниже представлен аналитический критерий переворота, позволяющий это делать при определённых параметрах φ_0 -перехода и импульса тока.

Схема рассматриваемого φ_0 -перехода представлена на рис. 38. Лёгкая ось ферромагнитного слоя направлена вдоль оси z , которая также совпадает с направлением градиента спин-орбитального потенциала. Компонента магнитного момента m_y связана с джозефсоновским током, направленным вдоль оси x .

Динамика магнитного момента рассматриваемой системы описывается уравнением ЛЛГ [34], для которого эффективное поле \mathbf{H}_{eff} зависит от джозефсоновской разности фаз φ :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_0} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (64)$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{K}{M_0} \left[Gr \sin \left(\varphi - r \frac{M_y}{M_0} \right) \hat{y} + \frac{M_z}{M_0} \hat{z} \right],$$

где γ — гиромагнитное отношение, α — гильбертовская диссипация, $M_0 = |\mathbf{M}|$, $G = E_J / (KV)$ — отношение джозефсоновской энергии к энергии магнитной анизотропии, K — постоянная анизотропии, V — объём ферромагнитного слоя, r — параметр SO-взаимодействия.

В безразмерных величинах система уравнений записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -\frac{1}{1 + (m\alpha)^2} \left\{ (m_y H_z - m_z H_y) + \right. \\ &\quad \left. + \alpha [m_x (m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) - H_x] \right\}, \\ \frac{dm_y}{dt} &= -\frac{1}{1 + (m\alpha)^2} \left\{ (m_z H_x - m_x H_z) + \right. \\ &\quad \left. + \alpha [m_y (m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) - H_y] \right\}, \\ \frac{dm_z}{dt} &= -\frac{1}{1 + (m\alpha)^2} \left\{ (m_x H_y - m_y H_x) + \right. \\ &\quad \left. + \alpha [m_z (m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) - H_z] \right\}, \end{aligned} \quad (65)$$

где компоненты магнитного момента m_i нормированы на M_0 , $i = x, y, z$, H_i — компоненты эффективного поля,

нормированные на K/M_0 , которые определяются выражениями

$$\begin{aligned} H_x(t) &= 0, \\ H_y(t) &= Gr \sin(\varphi(t) - rm_y(t)), \\ H_z(t) &= m_z(t). \end{aligned} \quad (66)$$

В системе уравнений (65) время нормировано на ω_F^{-1} (где $\omega_F = \gamma K/M_0$ — частота ферромагнитного резонанса). Уравнение для разности фаз записывается в рамках резистивной модели [82], где для простоты рассмотрен ДП с малой ёмкостью C ($R^2 C/L_J \ll 1$, L_J — индуктивность джозефсоновского перехода, R — его сопротивление в нормальном состоянии), т.е. ток смещения не учитывается. В этом случае выражение для электрического тока I через джозефсоновский переход, нормированного на критический ток I_c , записывается в виде

$$I = w \left(\frac{d\varphi}{dt} - r \frac{dm_y}{dt} \right) + \sin(\varphi - rm_y), \quad (67)$$

где $w = V_F/(I_c R) = \omega_F/\omega_R$, $V_F = \hbar\omega_F/(2e)$, $\omega_R = 2eI_c R/\hbar$. Следует отметить, что в работах [7, 34] результаты были получены в предположении малости члена $r(dm_y/dt)$. Ниже показано, что его учёт действительно не приводит к качественным изменениям, однако он необходим для соблюдения калибровочной инвариантности используемых уравнений [178].

В (67) использовался прямоугольный импульс тока с амплитудой A_s и длительностью Δt :

$$I_{\text{pulse}}(t) = \begin{cases} A_s, & t \in \left[t_0 - \frac{1}{2} \Delta t, t_0 + \frac{1}{2} \Delta t \right] \\ 0 & \text{в другом случае} \end{cases} \quad (68)$$

и с начальными условиями

$$m_x(0) = 0, \quad m_y(0) = 0, \quad m_z(0) = 1, \quad \varphi(0) = 0. \quad (69)$$

Расчёты проводились с помощью неявной схемы на основе двухшагового метода Гаусса–Лежандра [180]. Такой подход обеспечивал более высокую точность (четвёртого порядка $O(h^4) \approx 10^{-8}$) и устойчивость по сравнению с методом Рунге–Кутты. Система уравнений (65) решалась численно вместе с уравнением (67) с использованием (68) с начальными условиями (69). Во всех расчётах полагалось $w = 1$, значения остальных параметров указаны в подписях к соответствующим рисункам.

Пример переходной динамики для переворота m_z с остаточными осцилляциями демонстрируется на рис. 39а, а динамика компонент магнитного момента, разности фаз и сверхпроводящего тока показана на рис. 39б. Как видно, в переходной области разность фаз изменяется от 0 до 2π и соответственно сверхпроводящий ток меняет своё направление дважды. Затем следует интервал с затуханием осцилляций сверхпроводящего тока.

На рисунке 39б характерные моменты времени указаны вертикальными штриховыми линиями. Линия 1 соответствует разности фаз $\pi/2$ и указывает максимум сверхпроводящего тока I_s . Линия 1', которая соответствует максимуму m_y и $m_z = 0$, имеет небольшой сдвиг от линии 1. Этот факт демонстрирует, что, в общем, характерные особенности временной зависимости m_x и m_y не совпадают с особенностями на $I_s(t)$, т.е. наблюда-

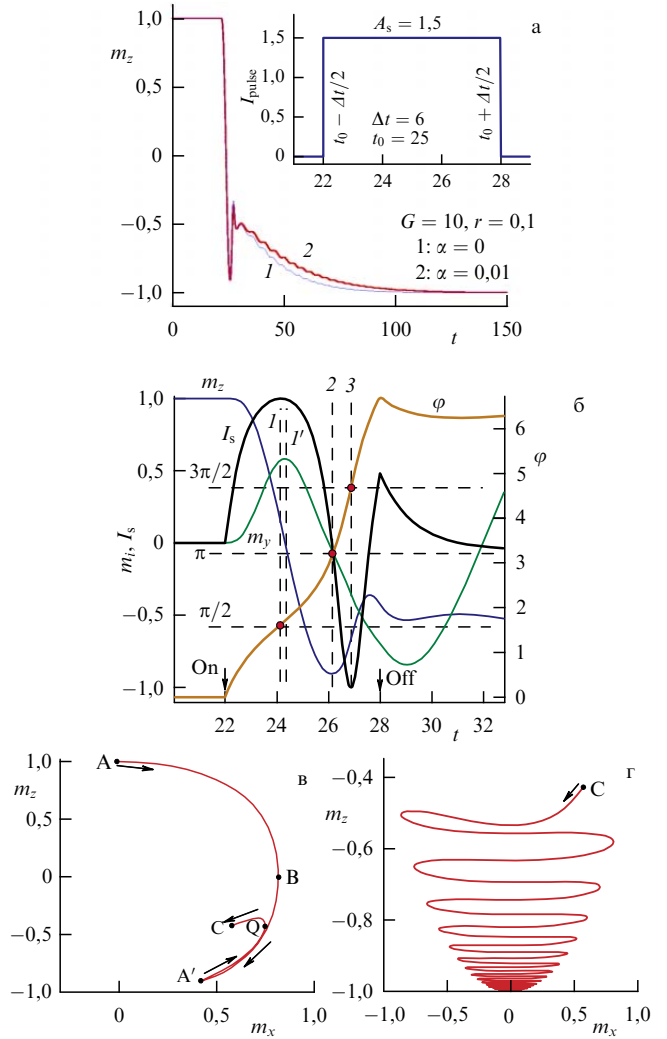


Рис. 39. (а) Переходная динамика компоненты намагниченности m_z для системы с прямоугольным импульсом тока, показанным на вставке. (б) Динамика компонент намагниченности вместе с разностью фаз φ и сверхпроводящим током I_s . Стрелки указывают начало и конец импульса электрического тока. Вертикальные штриховые линии указывают характерные моменты времени, а горизонтальные — соответствующие значения разности фаз. (в, г) Траектории намагниченности компонент в плоскостях $m_x - m_z$ в переходной области: (в) во время воздействия электрического импульса (между точками А и С), (г) после выключения импульса. (Из работы [34].)

ется задержка реакции магнитного момента на изменения сверхпроводящего тока. Другая характерная точка соответствует $\varphi = \pi$. В этот момент времени линия 2 пересекает точки $I_s = 0$, $m_y = 0$ и минимум m_z . В момент времени, когда $\varphi = 3\pi/2$, линия 3 пересекает минимум I_s . Когда импульс отключён, сверхпроводящий ток протекает через сопротивление, демонстрируя затухающие осцилляции и вызывая остаточные осцилляции компонент магнитного момента. Отметим также, что время окончания импульса ($t = 28$) фактически не проявляется сразу в динамике m_y (и не показанного здесь m_x). Они демонстрируют непрерывный переход к затухающему осциллирующему поведению.

Данные рис. 39б указывают на прямой способ определения величины спин-орбитальной связи в переходе посредством оценки r . Для этого отметим, что $\varphi(t) = \varphi_{00} + \int_0^t V(t') dt'$ можно определить с точностью до

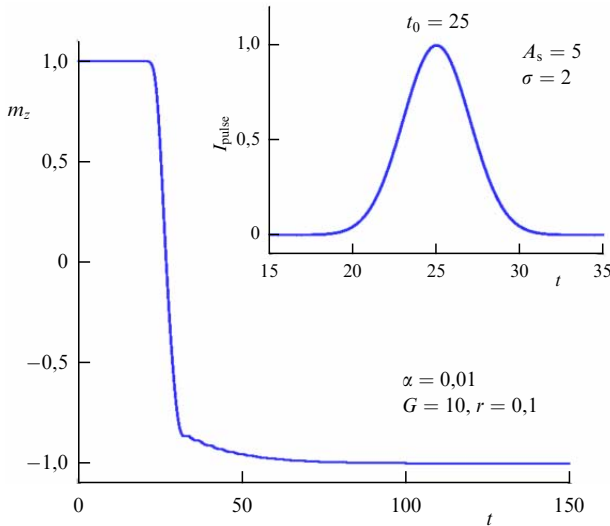


Рис. 40. Демонстрация переходной динамики m_z для гауссова импульса электрического тока (показано на вставке). (Из работы [34].)

начальной не зависящей от времени постоянной φ_{00} при изменении напряжения $V(t)$ на переходе. Кроме того, максимумы и минимумы I_s возникают в моменты времени t_{\max} и t_{\min} (рис. 39б), для которого

$$\sin \left[\varphi_{00} + \int_0^{t_{\max}[t_{\min}]} V(t') dt' - r m_y(t_{\max}[t_{\min}]) \right] = +[-]1.$$

Определяя φ_{00} из этих уравнений, можно получить

$$\sin \left\{ \frac{1}{2} \left[\int_{t_{\max}}^{t_{\min}} V(t') dt' + r(m_y(t_{\max}) - m_y(t_{\min})) \right] \right\} = 1, \quad (70)$$

что позволяет в принципе определить r по намагниченности m_y при максимуме и минимуме сверхтока и напряжения V на переходе. Подчеркнём, что для экспериментальной реализации предложенного метода необходимо различать значения намагниченности на временах порядка $10^{-10} - 10^{-9}$ с. В настоящее время исследование динамики намагниченности с таким разрешением по времени является достаточно сложной задачей. Для экспериментального определения константы SO-связи r более удобно варьировать параметры импульса тока $I(t)$ и изучать порог переключения магнитного момента.

Динамика системы в виде траекторий намагниченности в плоскостях $m_y - m_x$ и $m_z - m_x$ в течение переходного интервала времени при тех же параметрах импульса и ДП при $\alpha = 0$ представлена на рис. 39. Видно, что магнитный момент совершает спиральное вращение, приближаясь к состоянию с $m_z = -1$ после выключения импульса электрического тока. На рисунках отчётливо видны особенности динамики около точек В, А' и Q и затухающие осцилляции компонент намагниченности (рис. 39б, г). Точка В на рис. 39в соответствует переходу от возрастания абсолютного значения m_x к его уменьшению и обратно в точке А'. Поведение магнитной системы оказывается достаточно чувствительным к параметрам импульса электрического тока и ДП. В работе [34] показаны различные протоколы перемангничивания при изменении параметров A_s , G и r .

Интересно сравнить эффект прямоугольного импульса с гауссовым вида

$$I_{\text{pulse}} = A_s \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2} \right), \quad (71)$$

где σ обозначает полную ширину на половине максимума импульса, A — его максимальная амплитуда при $t = t_0$. Пример переворота магнитного момента в этом случае представлен на рис. 40, где показана динамика m_z при $r = 0,1$, $G = 10$, $A_s = 5$, $\sigma = 2$ при малой диссипации $\alpha = 0,01$.

В этом случае перемангничивание происходит более плавно по сравнению со случаем прямоугольного импульса.

6.2. Периодичность в возникновении интервалов переворота магнитного момента при изменении параметров джозефсоновского перехода и импульса тока

Исследование динамики намагниченности φ_0 -перехода привело к обнаружению периодичности в возникновении интервалов переворота магнитного момента при изменении параметров ДП и импульса тока. На рисунке 41 показаны примеры динамики магнитного момента m_z при двух значениях отношения джозефсоновской энергии к магнитной: $G = 9$ (кривая 1) и $G = 8$ (кривая 2), а также приложенный токовый импульс I_{pulse} (кривая 3). В первом случае ($G = 9$) наблюдается переворот магнитного момента, тогда как во втором ($G = 8$) он отсутствует, что отражает зависимость реализации переворота от выбранных значений параметров системы. Влияние параметров модели и токового импульса на переворот магнитного момента в джозефсоновском φ_0 -переходе обсуждалось в работах [34, 179]. Однако исследование возможности предсказания переворота и определение интервалов параметров, при которых происходит переворот магнитного момента, до последнего времени не проводились.

Для определения интервалов G , в которых реализуется переворот, в работе [181] рассчитывалась времен-

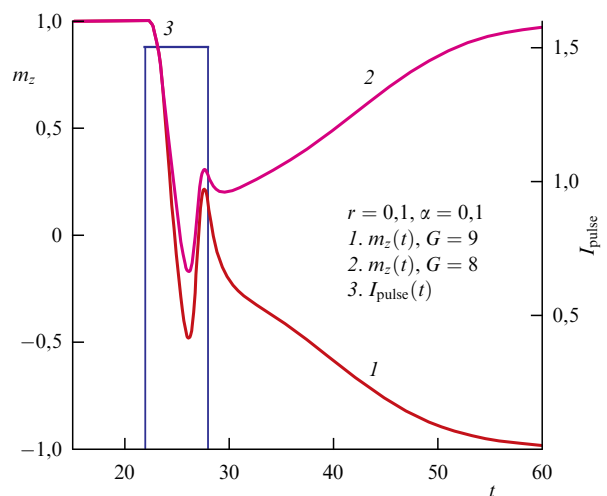


Рис. 41. Демонстрация влияния параметра отношения джозефсоновской энергии к магнитной (G) на переворот магнитного момента. Расчёты проведены при величине спин-орбитальной связи $r = 0,1$, параметре диссипации $\alpha = 0,1$ и амплитуде импульса $A_s = 1,5$. (Из работы [181].)

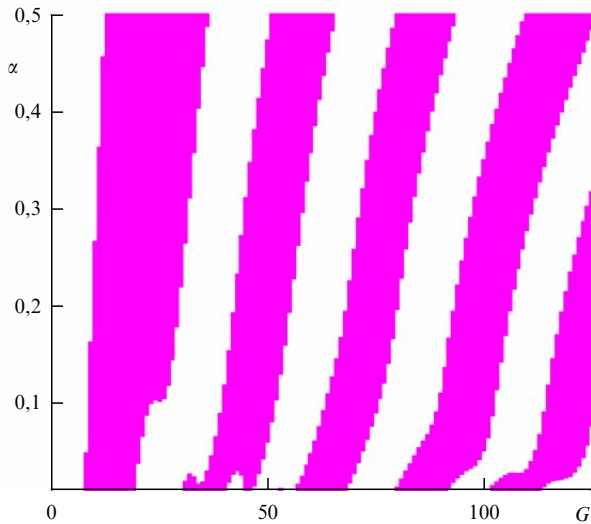


Рис. 42. Демонстрация периодичности интервалов переворота в плоскости (G, α) . Результаты получены с шагом $\Delta G = 1$ и $\Delta \alpha = 0,001$ при $A_s = 1,5$, $r = 0,1$, $t_0 = 25$, $\Delta t = 6$. (Из работы [181].)

ная зависимость магнитного момента при значениях G от 1 до 130 с шагом $\Delta G = 1$ при значениях α от 0,01 до 0,5 с шагом $\Delta \alpha = 0,001$. Величина параметра SO-связи полагалась равной $r = 0,1$. Для каждой пары значений (α, G) система уравнений (65), (67), (68) решалась методом Гаусса–Лежандра с шагом $h = 0,01$ в интервале $t \in [0, T_{\max}]$, $T_{\max} = 200$. При $t = T_{\max}$ проверялось неравенство $|m_z + 1| \leq 0,0001$, для того чтобы зафиксировать реализацию переворота магнитного момента. В случае его реализации соответствующие значения α и G отбирались и сохранялись. Эти данные, представленные на рис. 42, свидетельствуют о периодической зависимости в реализации переворота магнитного момента с ростом G . Подчеркнём некоторые особенности в проявлении данной зависимости, в частности, отсутствие переворота при малых G и сдвиг интервалов по G при увеличении α . При этом наблюдается возрастание ширины этих интервалов вдоль оси G .

В работе [181] представлены также результаты расчёта реализации переворота магнитного момента на плоскости (G, r) , где наблюдается периодичность в возникновении интервалов переворота при изменении G . Увеличение параметра SO-связи r приводит к сдвигу домена с переворотом в область малых G с одновременным уменьшением его ширины.

Как указывалось выше, лёгкая ось ферромагнетика направлена вдоль оси z и имеет два устойчивых состояния $m_z = \pm 1$. Импульс тока вынуждает магнитный момент осциллировать. Критическим для переворота оказывается его величина в момент окончания действия импульса, которая определяется параметрами φ_0 -перехода и параметрами импульса. В работе [181] представлены временные зависимости компоненты магнитного момента m_z при различных значениях параметра SO-связи r , параметра гильбертовского затухания α и отношения джозефсоновской энергии к магнитной G для первой и второй полос. Если величина m_z оказывается близкой к нулю или отрицательной, то наличие гильбертовского затухания обеспечивает стремление m_z к -1 . Периодичность в возникновении интервалов переворота можно объяснить, предполагая периодическую зависи-

мость компоненты m_z от параметров используемой модели. В разделе 6.3 представлены аналитические исследования переворота магнитного момента в джозефсоновских структурах с аномальным сдвигом фазы.

6.3. Аналитические критерии перемагничивания в φ_0 -переходе

Как уже отмечалось, одной из главных задач сверхпроводниковой электроники является создание элемента памяти [174, 175, 182] с малой диссипацией энергии. Были рассмотрены различные варианты таких устройств, включая устройства на основе джозефсоновских φ_0 -переходов [66, 182–184].

DC-компонента сверхпроводящего тока, приложенного к SFS φ_0 -переходу, может оказывать сильное ориентационное влияние на ферромагнитный магнитный момент в слое [34]. Гуарселло и Бергерет в работе [66] указали на возможность использовать SFS φ_0 -переход в качестве элемента криогенной памяти, основанного на импульсном переключении, предложенном в работе [34]. В такой схеме бит информации связан с направлением магнитного момента вдоль или против направления лёгкой оси ферромагнитного слоя. Запись осуществляется как инверсия магнитного момента импульсом тока, а считывание — детектированием магнитного потока сквидом, индуктивно связанным с φ_0 -переходом. Была также исследована устойчивость индуцированного током перемагничивания к тепловым флуктуациям и предложен способ разрыва связи джозефсоновской фазы и динамики намагниченности посредством перестройки интенсивности SO-взаимодействия Рашбы напряжением на затворе. Подчеркнём, что во всех упомянутых работах перемагничивание изучалось только численно.

Как отмечалось выше, физика переключения в φ_0 -переходе определяется уравнением ЛЛГ (65) и модельным уравнением RSJ (67). Интересной особенностью этой системы в случае сильного затухания является развязка уравнений, т.е. уравнение (67) для $\Phi = \varphi - \varphi_0 = \varphi - r m_y$ оказывается не связанным с уравнением ЛЛГ (65). Это позволяет найти аналитическое решение для Φ и построить теорию перемагничивания при определённых значениях параметров перехода и импульса.

Так, период действия импульса $t_0 \leq t \leq t_0 + \delta t$, при этом уравнение для Φ имеет вид

$$A_s = w \dot{\varphi}_0 + \sin(\varphi - \varphi_0) = w \frac{d\Phi}{dt} + \sin \Phi, \quad (72)$$

с начальным условием $\Phi(t = t_0) = 0$. При $A_s < 1$ это даёт

$$\tan\left(\frac{\Phi(t)}{2}\right) = A_s \frac{\tanh\left[\frac{(t - t_0)}{\tau_0}\right]}{\tanh\left[\frac{(t - t_0)}{\tau_0}\right] + \sqrt{1 - A_s^2}}, \quad (73)$$

где $\tau_0^{-1} = \sqrt{1 - A_s^2}/(2w)$ определяет временной масштаб приближения к постоянному значению Φ . Формула (73) позволяет найти $\sin \Phi$ в течение импульса тока $t_0 \leq t \leq t_0 + \delta t$. Во втором интервале времени $t \geq t_0 + \delta t$, когда импульс отключён ($I_p(t) = 0$),

$$\begin{aligned} \sin \Phi(t) &= \\ &= \frac{2 \tan\left(\frac{\Phi(t_0 + \delta t)}{2}\right)}{\exp\left(\frac{t - t_0 - \delta t}{w}\right) + \tan^2\left(\frac{\Phi(t_0 + \delta t)}{2}\right) \exp\left(-\frac{t - t_0 - \delta t}{w}\right)}. \end{aligned} \quad (74)$$

Это выражение демонстрирует экспоненциальный спад к нулю с временным масштабom $\tau_1 \sim w$. Здесь $\tan[\Phi(t_0 + \delta t)/2]$ определяется уравнением (73).

Теория строится на следующих основных положениях: 1) для малых w и для импульсов с $A_s \neq 1$ можно пренебречь членом $w d\Phi/dt$ в уравнении (72), что подразумевает соотношение $I_p(t) = \sin \Phi$; 2) условие $Gr \gg 1$, которое при $w \ll 1$ не подразумевает $G \ll 1$ (см. [7]), так что G может меняться в широких пределах, от $G \ll 1$ до $G \sim 100 \gg 1$; 3) малость гильбертовского затухания $\alpha \ll 1$ [185–187]. При этих условиях уравнение ЛЛГ в период действия импульса может быть записано в виде

$$\begin{cases} \dot{m}_x = Grm_z \sin \Phi = GrI_p(t)m_z, \\ \dot{m}_y = m_x m_z, \\ \dot{m}_z = -Grm_x \sin \Phi = -GrI_p(t)m_x. \end{cases} \quad (75)$$

Предел сильной связи $Gr \gg 1$ (но $r \ll 1$) может быть рассмотрен аналитически [7]. В этом случае $m_y(t) \approx 0$ и для применимости метода необходимо положить $GrI_p(t) \gg 1$. Тогда в полярных координатах ρ и ϕ получаем $m_x = \rho \sin \phi$, $m_z = \rho \cos \phi$ и $\dot{\phi} = GrI_p$. Таким образом:

$$\phi(t) = Gr \int_{t_0}^t dt_1 I_p(t_1). \quad (76)$$

Как видно из (73), после выключения импульса $\sin \Phi$ быстро спадает до 0 из-за условия $w \ll 1$. В этом интервале времени динамика намагниченности определяется только магнитной анизотропией и затуханием Гильберта, что обуславливает выстраивание намагниченности вдоль лёгкой оси [96].

Как следует из (76), перемагничивание происходит при

$$\cos \left(Gr \int_{t_0}^{t_0+\delta t} dt_1 I_p(t_1) \right) < 0, \quad (77)$$

где δt — продолжительность импульса.

Результаты аналитических расчётов вместе с результатами численного решения полной системы уравнений представлены на рис. 43 для прямоугольного импульса $I_p(t) = A_s[\theta(t - t_0) - \theta(t - t_0 - \delta t)]$ с $A_s = 0,5$ для $\delta t_1 = 1$ и $\delta t_2 = 3$.

В случае $\delta t = 1$ критерий (77) даёт $\cos(GrA_s\delta t_1) = 0,28 > 0$, поэтому переворот отсутствует, тогда как для $\delta t_2 = 3$ получается $\cos(GrA_s\delta t_1) = -0,76 < 0$ и наблюдается перемагничивание. Видно, что численное решение (76), представленное синими квадратами, совпадает с аналитическим, представленным зелёной сплошной кривой. Когда импульс отключён, затухание препятствует любым отклонениям от лёгкой оси $m_z = \pm 1$. Это показано на вставках к рис. 43. Следует отметить, что на перемагничивание влияет не форма импульса тока, а только интеграл по длительности импульса [65].

6.4. Периодичность интервалов переворота в плоскости $r-G$

Согласно (77), переворот намагниченности в плоскости $r-G$ под действием импульса $I_p(t) = A_s[\theta(t - t_0) - \theta(t - t_0 - \delta t)]$ приводит к гиперболическим областям при

$$\frac{\pi}{2} + 2\pi n \leq GrA_s\delta t \leq \frac{3\pi}{2} + 2\pi n \quad (78)$$

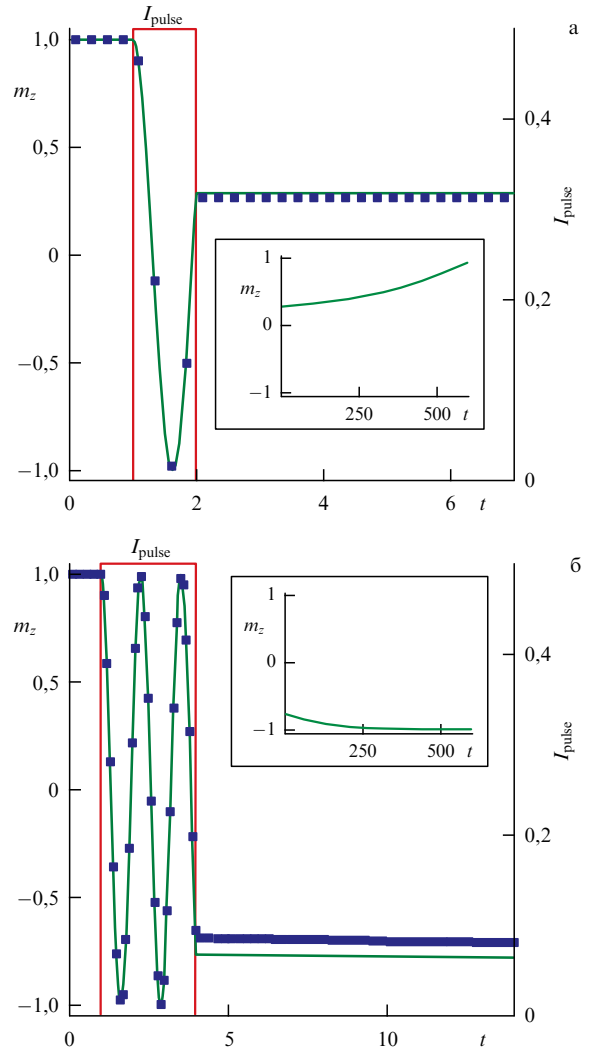


Рис. 43. (В цвете онлайн.) Динамика m_z на основе численного решения (13) и (72) (синие квадраты) и аналитики (76) (зелёная линия) при различной ширине импульса. Импульс тока показан красным цветом. Параметры расчётов: $G = 100$, $r = 0,1$, $\alpha = 0,005$, $w = 0,01$, $t_0 = 1$. (а) $A_s = 0,5$, $\delta t = 1$, (б) $A_s = 0,5$, $\delta t = 3$. (Из работы [65].)

для $n = 0, \pm 1, \dots$, тогда как наиболее эффективный переворот возникает при выполнении условия

$$\cos(GrA_s\delta t) = -1, \quad (79)$$

т.е. при $GrA_s\delta t = \pi + 2\pi n$.

В случае прямоугольного импульса в режиме слабого затухания и малых w уравнение (78) даёт гиперболические кривые для разных n . С физической точки зрения они являются кривыми постоянной амплитуды для силы в уравнении ЛЛГ (64). В такой ситуации магнитный момент выравнивается в направлении $m_z = -1$ сразу после выключения импульса, и соответствующий масштаб времени определяется только длительностью импульса, а не затуханием Гильберта. Это помогает оптимизировать длительность импульса для достижения быстрого переворота. Из (79) видно, что минимальное время для переворота реализуется при $n = 0$, т.е.

$$\delta t_{\text{eff}} = \frac{\pi}{GrA_s}. \quad (80)$$

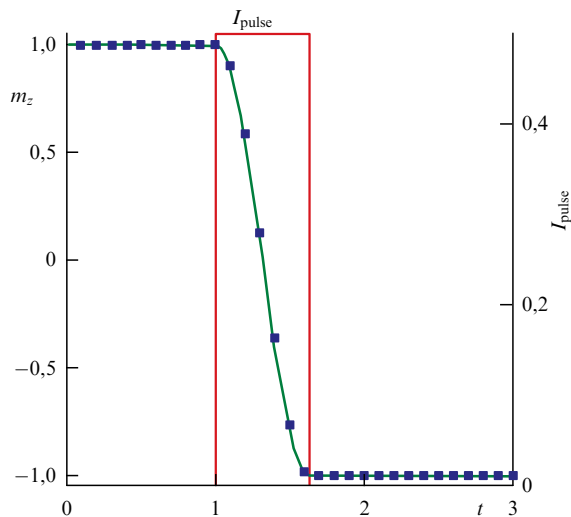


Рис. 44. (В цвете онлайн.) Демонстрация наиболее быстрого перемагничивания при длительности импульса $\delta t_{\text{eff}} = 0,628$ согласно (80). Зелёная линия соответствует аналитическому решению, а синие квадраты — численному. Импульс тока показан красной линией. (Из работы [65].)

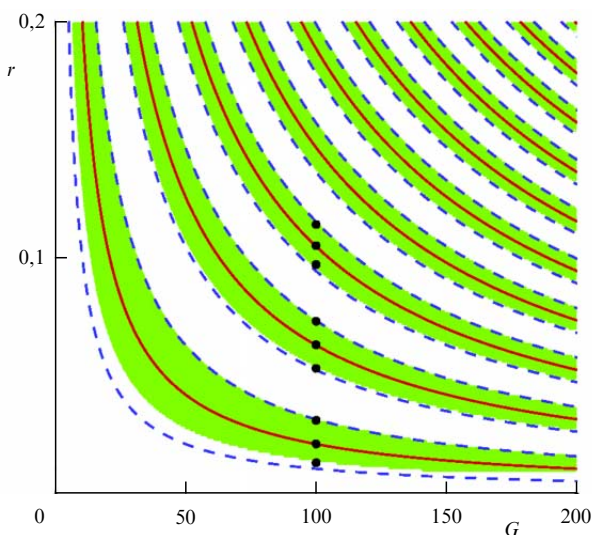


Рис. 45. (В цвете онлайн.) Периодичность в возникновении перемагничивания в плоскости r – G . Реализация перемагничивания показана зелёными полосами, границы областей (78) — штриховыми линиями синего цвета, а сплошные кривые наиболее эффективного переворота (79) — красным цветом. Расчёт выполняется с шагом $\Delta G = 0,5$ и $\Delta r = 0,001$. Другие параметры: $\alpha = 0,005$, $w = 0,01$, $A_s/I_c = 0,7$, $\delta t = 3$. Сплошные линии соответствуют формуле (78) с $n = 0, 1, 2, \dots, 9$. Чёрные кружки указывают точки, динамика $m_z(t)$ в которых подробно исследовалась в работе [65]. (Из работы [65].)

Описанная ситуация показана на рис. 44 для $G = 100$, $r = 0,1$, $\alpha = 0,005$, $w = 0,01$, $A_s = 0,5$ и $\delta t_{\text{eff}} = 0,628$, что приводит к времени перемагничивания $\delta t_{\text{rev}} \approx 0,6 \times 10^{-10}$ с для типичных $\omega_F \sim 10$ ГГц. Это время на два порядка меньше рассчитанного в работе [34].

На рисунке 45 сравниваются численные результаты с аналитическими, полученными на основе уравнений (78) и (79). Почти идеальное согласие между численными и аналитическими расчётами подчёркивает справедливость теории при выбранных параметрах системы. Сравняя оба результата, можно заключить, что на самом деле член $\dot{\varphi}_0$ (72), который делает уравнения калибровочно-инвариантными, лишь незначительно сдвигает

области перемагничивания. Но, с другой стороны, калибровочно-инвариантная форма уравнений даёт возможность аналитического рассмотрения уравнения (72).

7. Экспериментальная реализация аномального эффекта Джозефсона и перспективы применения

Если киральная симметрия и симметрия относительно обращения времени нарушены одновременно в процессе туннелирования куперовских пар через переход, то джозефсоновский ток отличен от нуля при нулевой разности фаз, что соответствует сдвигу фазы в основном состоянии. В последнее время были предложены различные способы реализации нарушения этих симметрий, в частности, основанные на использовании нецентросимметричных и многослойных ферромагнетиков [6, 51], точечных контактов [12], топологических изоляторов [25, 155], диффузных систем [22, 39], нанопроволок [9, 188] и квантовых точек [36, 37, 113], параллельной комбинации 0- и π -переходов [19, 189].

7.1. φ_0 -джозефсоновский переход на основе нанопроволочной квантовой точки

В квантовых точках нарушение обеих симметрий может быть достигнуто комбинацией внешнего магнитного поля и спин-орбитального взаимодействия [36, 37, 113]. Конечное зеемановское расщепление для электронов со спином "вверх" и спином "вниз" нарушает симметрию относительно обращения времени. С другой стороны, нарушение киральной симметрии возникает при взаимном влиянии SO-взаимодействия и магнитного поля, когда в процессе туннелирования происходит изменение орбитали внутри квантовой точки. В работе Сзомбати и др. [27] сообщается о первой экспериментальной реализации φ_0 -перехода на основе нанопроволочной квантовой точки, где было продемонстрировано, что сдвиг фазы φ_0 можно контролировать с помощью электростатического затвора. Было рассмотрено туннелирование электрона через квантовую точку с двумя орбиталями, которые смешиваются при SO-взаимодействии. Когда орбиталь не меняется, вклады от обоих процессов компенсируют друг друга. При изменении орбитали во время туннелирования, из-за взаимного влияния SO-взаимодействия и магнитного поля, компенсации не происходит. В данном случае приобретает дополнительный фазовый множитель, который зависит от направления туннелирования и отличается для левого и правого процессов туннелирования. Как следствие, два процесса не могут отменить друг друга, и это приводит к нарушению киральной симметрии. Величина фазового сдвига φ_0 зависит от интенсивности SO-взаимодействия и величины магнитного поля в плоскости. Были представлены результаты наблюдения непрерывного изменения фазы в джозефсоновском φ_0 -переходе в магнитном поле в плоскости. В отличие от случая $B_{\text{in-plane}} = 0$, сдвиг фазы осцилляций напряжения в потоке перестраивается с помощью напряжения на затворе.

7.2. Обусловленный спин-орбитальным взаимодействием аномальный фазовый сдвиг в джозефсоновском переходе на основе Bi_2Se_3

Аномальный фазовый сдвиг φ_0 может быть получен в системах как с зеемановским полем, так и с членом спин-

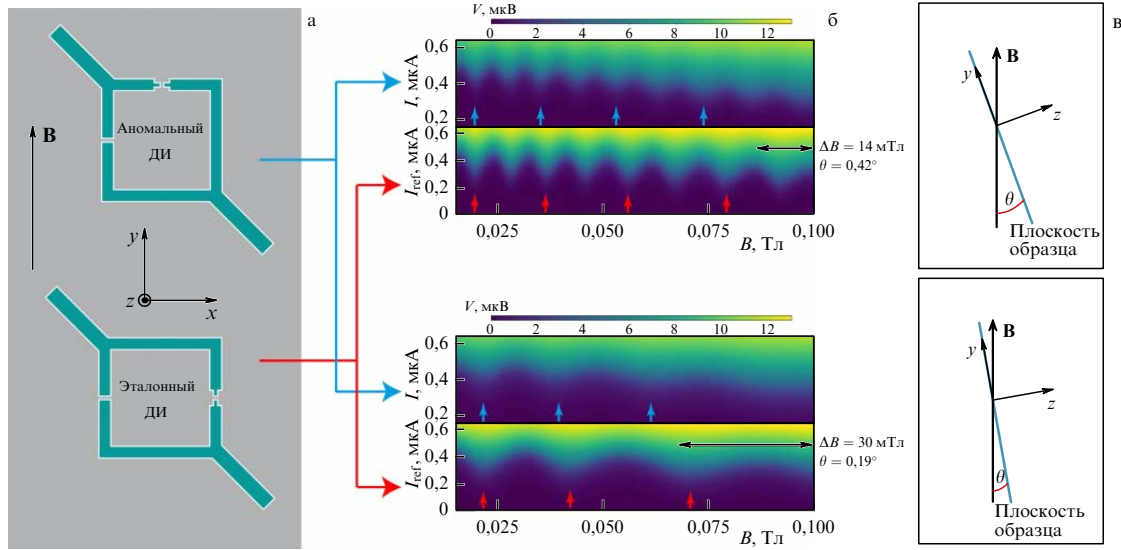


Рис. 46. (В цвете онлайн.) Измерение аномального сдвига фазы. (а) Эскиз установки, состоящей из двух джозефсоновских интерферометров (ДИ), изготовленных на одном чипе. Эталонные и аномальные ДИ имеют одинаковую площадь, соответственно S и S_{ref} , где $S \simeq S_{\text{ref}} \simeq 20,6$ мкм². Алюминиевые электроды имеют толщину 20 нм. (б) Карта напряжений, показывающая осцилляции критического тока двух устройств в зависимости от магнитного поля B . (в) Частота осцилляций может быть изменена путём механического наклона образца, т.е. путём изменения угла θ между плоскостью, содержащей сверхпроводящую петлю, и магнитным полем B . Цветные стрелки служат ориентиром для глаз, чтобы помочь визуализировать увеличение сдвига фазы в аномальном устройстве. (Из работы [28].)

орбитальной связи Рашбы $H_R = (\alpha/\hbar)(\mathbf{p} \times \mathbf{e}_z)\boldsymbol{\sigma}$ в гамилтониане [6, 39], где α — коэффициент Рашбы, \mathbf{e}_z — направление электрического поля Рашбы, $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор матриц Паули, описывающих спин. Физически эти члены приводят к спин-индуцированной дефазировке сверхпроводящей волновой функции.

Аномальный фазовый сдвиг связан с обратным эффектом Эдельштейна, наблюдаемым в металлах или полупроводниках с сильной SO-связью. В то время как эффект Эдельштейна заключается в генерации спиновой поляризации в ответ на электрическое поле [190], обратный эффект Эдельштейна [191], также называемый спин-гальваническим эффектом, заключается в генерации зарядового тока неравновесной спиновой поляризацией. Эти два магнитоэлектрических эффекта также возникают в сверхпроводниках как следствие члена типа Лифшица в свободной энергии [26, 192]. Таким образом, в сверхпроводнике с сильной связью Рашбы зеemanовское поле индуцирует дополнительный член в сверхтоке. В джозефсоновских контактах этот член приводит к аномальному сдвигу фазы в ТФС [39].

Аномальный фазовый сдвиг φ_0 может быть обнаружен экспериментально в джозефсоновском интерферометре (ДИ) посредством измерения ТФС. Аномальные фазовые сдвиги были недавно идентифицированы в ДИ, созданном из параллельной комбинации нормального 0- и π -перехода [27], который нарушает симметрию чётности.

Благодаря большим значениям g -фактора ($g = 19,5$) [193] и коэффициента Рашбы Bi_2Se_3 является многообещающим кандидатом для наблюдения аномального эффекта Джозефсона из-за взаимного влияния зеemanовского поля и SO-взаимодействия.

Как подробно описано в [26, 39], амплитуда аномальной фазы зависит от амплитуды коэффициента Рашбы α , прозрачности границ раздела, членов спиновой релаксации, таких как коэффициент Дьяконова – Переля, и того,

находится ли переход в баллистическом или диффузионном режиме. Предсказывается, что при малых значениях α аномальная фаза пропорциональна α^3 , при больших значениях она должна быть пропорциональна α .

В баллистическом режиме [6] и для больших α аномальный фазовый сдвиг задаётся как $\varphi_0 = 4E_Z\alpha L/(\hbar v_F)^2$ для магнитного поля величиной B , перпендикулярного электрическому полю Рашбы, где $E_Z = (1/2)g\mu_B B$ — энергия Зеемана, L — расстояние между сверхпроводниками, v_F — скорость Ферми барьерного материала. Для спин-расщеплённой зоны проводимости Рашбы с $\alpha = 0,4$ эВ \AA , $v_F = 3,2 \times 10^5$ м с^{-1} и длиной перехода $L = 150$ нм магнитное поле $B = 100$ мТл генерирует аномальную фазу $\varphi_0 \simeq 0,01\pi$, тогда как для состояний Дирака с $v_F = 4,5 \times 10^5$ м с^{-1} величина $\varphi_0 \simeq 0,005\pi$ [28].

В диффузионном режиме ожидаемый аномальный фазовый сдвиг был рассчитан в работе [39]. Для слабых α , высокопрозрачных границ раздела и пренебрежения спиновой релаксацией аномальный фазовый сдвиг определяется соотношением

$$\varphi_0 = \frac{\tau m^* E_Z (\alpha L)^3}{3\hbar^6 D}, \quad (81)$$

где $\tau = 0,13$ пс — время упругого рассеяния, $D = (1/3)v_F^2\tau = 40$ см² с^{-1} — постоянная диффузии, $m^* = 0,25m_e$ — эффективная масса электрона [194].

Чтобы проверить эти теоретические предсказания, в работе [28] был приготовлен ДП и джозефсоновский интерферометр из Bi_2Se_3 . По данным измерений относительного сдвига фазы между двумя ДИ с различной ориентацией ДП относительно магнитного поля в плоскости был определён аномальный сдвиг фазы, соответствующий формуле (81). Результаты представлены на рис. 46, 47 и в таблице.

В отсутствие беспорядка аномальный сдвиг фазы, индуцированный SO-связью Рашбы, может генериро-

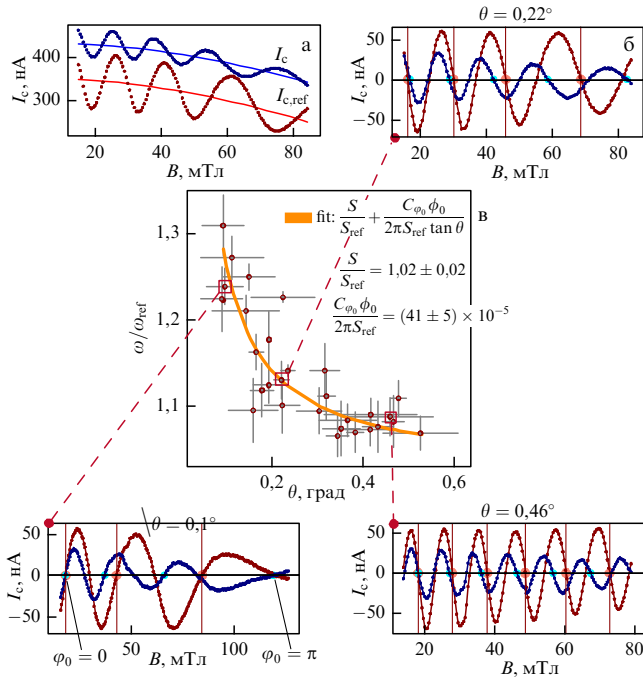


Рис. 47. (В цвете онлайн.) Сравнение частот ДИ как функций угла θ . (а) Критический ток показан как функция магнитного поля. Красная и синяя кривые соответствуют эталонному и аномальному устройству соответственно. Поскольку критический ток большого ДИ уменьшается с магнитным полем, это приводит к уменьшению фона, установленного для обоих устройств и показанного сплошными линиями. (б) Критический ток как функция магнитного поля, при котором фон, обозначенный сплошными линиями на рис. а, вычитается. Аномальное устройство показывает большую частоту осцилляций, чем контрольное устройство. Цветные точки помогают визуализировать увеличенную частоту аномального устройства (синие точки) по сравнению с эталонным устройством (красные точки). Два ДИ являются синфазными при слабом магнитном поле и смещёнными по фазе при сильном магнитном поле, при этом аномальный сдвиг фазы достигает $\phi_0 \simeq \pi$ для $B \simeq 100$ мТл. Периоды сравниваются один за другим, и среднее из соотношений за один период даёт значение ω/ω_{ref} . (в) Отношение частот осцилляций изображено как функция угла θ . Без генерации аномального сдвига фазы это отношение должно быть постоянным и равным поверхностному отношению $S/S_{ref} \simeq 1$. Это отношение расходится как $1/\theta$ для малых θ , как показано уравнением (82). Подгонка кривой уравнением (82) позволяет определить коэффициент спин-орбитальной связи α . (Из работы [28].)

ваться только магнитным полем B_z в плоскости. Карта напряжений, представленная на рис. 46б, показывает осцилляции критического тока двух устройств в зависимости от магнитного поля B . Критический ток обоих устройств осциллирует из-за перпендикулярной составляющей магнитного поля $B_z = B \sin \theta$. Частота осцилляций может быть изменена путём механического наклона образца, т.е. путём изменения угла θ между плоскостью, содержащей сверхпроводящую петлю, и магнитным полем. Вследствие аномального сдвига фазы частота аномального устройства больше эталонного.

На рисунке 47 приводится сравнение частот ДИ как функций угла θ . Поскольку критический ток большого ДИ уменьшается с увеличением магнитного поля, это приводит к уменьшению фона, установленного для обоих устройств и показанного на рисунке сплошными линиями. Как видно, аномальное устройство характеризуется большей частотой осцилляций, чем контрольное.

Таблица. Аномальные сдвиги фазы, полученные при $B \simeq 100$ мТл, и сравнение с теорией

	$\theta = 0,1^\circ$	$\theta = 0,22^\circ$	$\theta = 0,46^\circ$	Баллистический режим	Состояние Дирака	Диффузионный режим
ϕ_0	$0,88\pi$	$1,01\pi$	$0,85\pi$	$0,01\pi$	$0,005\pi$	$0,94\pi$

Два ДИ являются синфазными при слабом магнитном поле и смещёнными по фазе при сильном магнитном поле, при этом аномальный сдвиг фазы достигает значения $\phi_0 \simeq \pi$ для $B \simeq 100$ мТл. На рисунке 47в отношение частот осцилляций изображено как функция угла θ . Без генерации аномального сдвига фазы это отношение должно быть постоянным и равным поверхностному отношению $S/S_{ref} \simeq 1$. Было получено, что это отношение расходится как $1/\theta$ для малых θ в соответствии с уравнением

$$\frac{\omega}{\omega_{ref}}(\theta) = \frac{S}{S_{ref}} + \frac{C_{\phi_0}\phi_0}{2\pi S_{ref} \tan \theta}. \quad (82)$$

Подгонкой кривой уравнением (82) определяется коэффициент спин-орбитальной связи α .

В таблице приведены аномальные сдвиги фаз, полученные при $B \simeq 100$ мТл, а также теоретические значения. В трёх первых столбцах показаны аномальные фазовые сдвиги, извлечённые из последних узлов осцилляций критического тока, показанных на рис. 47, для трёх кривых, взятых под разными углами θ . В последних трёх столбцах показаны рассчитанные аномальные фазовые сдвиги в баллистическом режиме для состояний проводимости с расщеплением Рашбы, состояний Дирака и в диффузионном режиме для состояний проводимости с расщеплением Рашбы. При теоретических расчётах использовались значения $\alpha = 0,4$ эВ \AA для состояний проводимости с расщеплением Рашбы и $\alpha = 3$ эВ \AA для состояний Дирака.

7.3. Контролируемый затвором аномальный фазовый сдвиг в джозефсоновском переходе на основе Al/InAs

Как уже отмечалось, АЖЕ был продемонстрирован в ДП с нанопроводами InSb в геометрии квантовых точек [27] и совсем недавно в ДП с использованием Bi_2Se_3 [28]. В ДП с квантовой точкой сдвиг фазы может изменяться напряжением на затворе, но ограничен геометрией и поддерживает только несколько мод, следовательно, в ДП реализуются небольшие критические токи. На основе топологического изолятора Bi_2Se_3 возможна реализация планарного ϕ_0 -перехода, однако в этом случае сдвиг фазы не может перестраиваться напряжением на затворе [29, 177]. Гетероструктуры, образованные InAs и эпитаксиальным сверхпроводящим Al [195], являются перспективными не только для мезоскопической сверхпроводимости [196], но также для реализации топологической сверхпроводимости и майорановских фермионов [197]. Это связано с тем, что индуцированная сверхпроводящая щель Δ_{ind} в InAs может быть такой же большой, как и в Al [198], а InAs имеет большие g -фактор и спин-орбитальную связь. Как следствие, ДП, изготовленный на этой платформе, может иметь большой критический ток и высокую прозрачность [177, 199]. Кроме того, можно управлять величиной SO-связи, изменяя плотность InAs через внешний затвор [200].

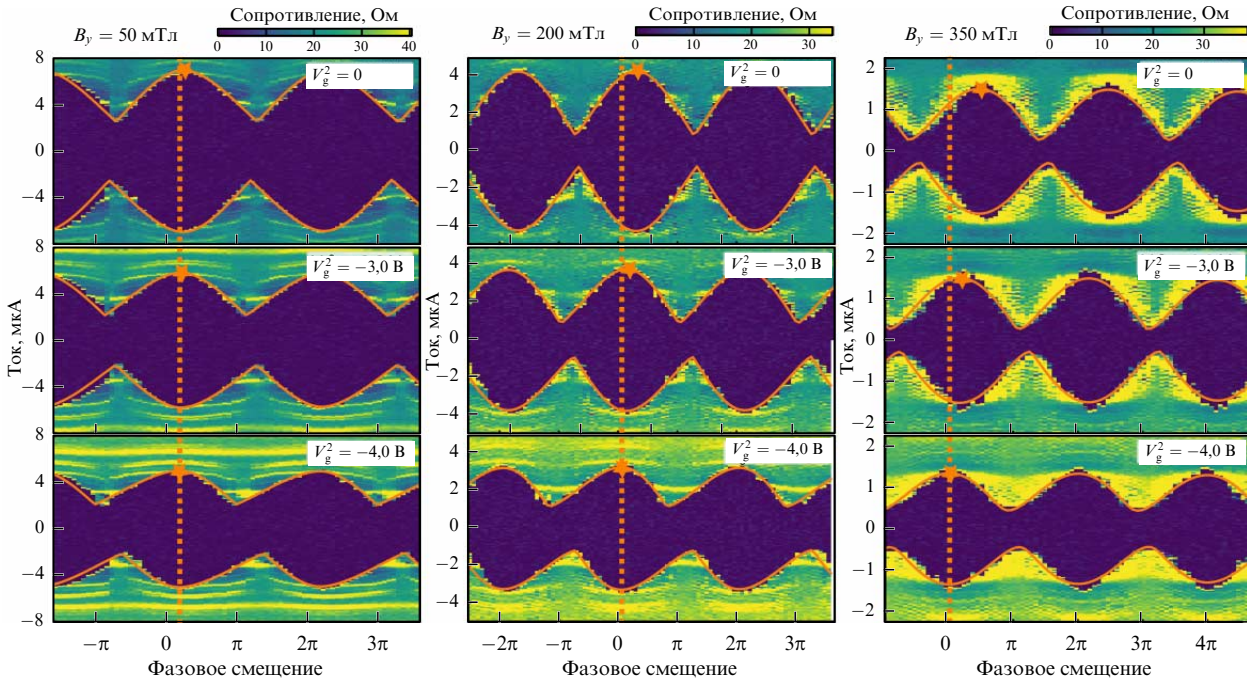


Рис. 48. (В цвете онлайн.) Сопротивление устройства как функция фазового сдвига, приложенного к сквиду, и тока при трёх различных значениях поля B_y в плоскости и трёх различных значениях напряжения на затворе V_g^2 . Во всех случаях V_g^1 имеет значение -2 В. Пунктирная оранжевая линия указывает положение максимума колебаний при $V_g^2 = -4$ В. Оранжевые звёзды указывают положение максимума при каждом значении магнитного поля. (Из работы [29].)

Возможность изменения величины аномального сдвига фазы в ДП, образованном на основе InAs и Al, обусловлена возможностью варьировать интенсивность SO-связи через внешний затвор [29]. Наблюдение конечного сдвига фазы φ_0 указывает на связь разности фаз сверхпроводников, электрического тока и спина в этих гетероструктурах. Сдвиг фазы при различных значениях магнитного поля в плоскости и напряжениях на затворе продемонстрирован на рис. 48, а эволюция фазового сдвига представлена на рис. 49.

Величина φ_0 пропорциональна энергии Зеемана и оказалась намного больше, чем приведённые теоретические оценки. Скорее всего, это связано с тем, что такое масштабирование справедливо для длинного перехода с несколькими каналами, что не имеет прямого отношения к исследованной системе.

Реализация больших значений сдвига фазы φ_0 и её перестройка очень важны для приложений в сверхпроводниковой спинтронике, где большие спиновые градиенты могут использоваться для создания фазовой батареи [1]. Это открывает возможность генерировать контролируемым образом спиновые градиенты через джозефсоновские токи или смещение фазы. Возможность достижения в гетероструктурах InAs/Al большой величины φ_0 и тот факт, что она сильно зависит от плотности InAs, имеют прямое отношение к усилиям по реализации топологических сверхпроводящих состояний [201, 202].

7.4. Джозефсоновские фазовые батареи

Фазовая батарея является квантовым устройством, которое обеспечивает незатухающее (постоянное) фазовое смещение для волновой функции квантовой цепи и представляет собой ключевой элемент для квантовых технологий, основанных на квантовой когерентности. В

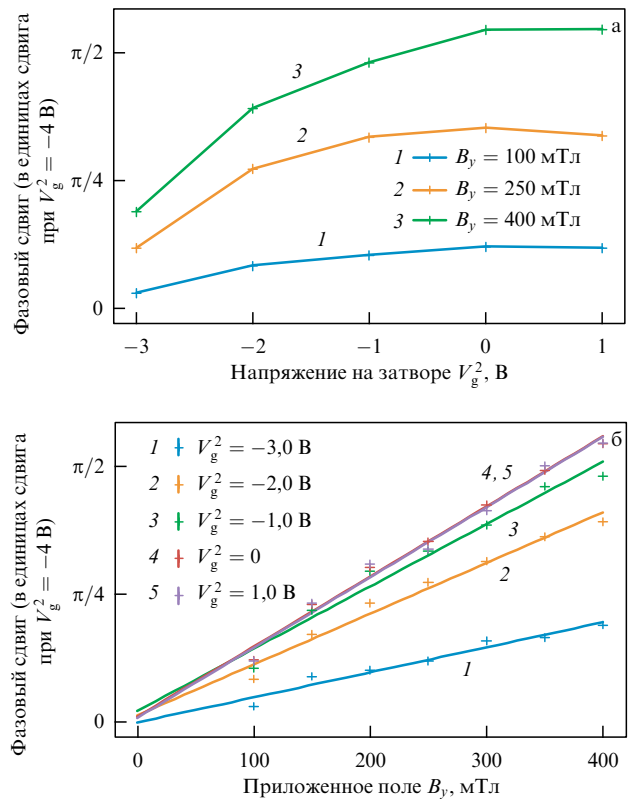


Рис. 49. Эволюция фазового сдвига в джозефсоновском переходе сквида как функция напряжения на затворе V_g^2 (а) и приложенного магнитного поля. (б) Сдвиг фазы $\Delta\varphi_0$ измеряется между колебаниями при заданном значении V_g^2 и колебаниями при -4 В, используемыми в качестве эталона. На рисунке б сплошные линии соответствуют линейным подгонкам к измеренным сдвигам фаз. (Из работы [29].)

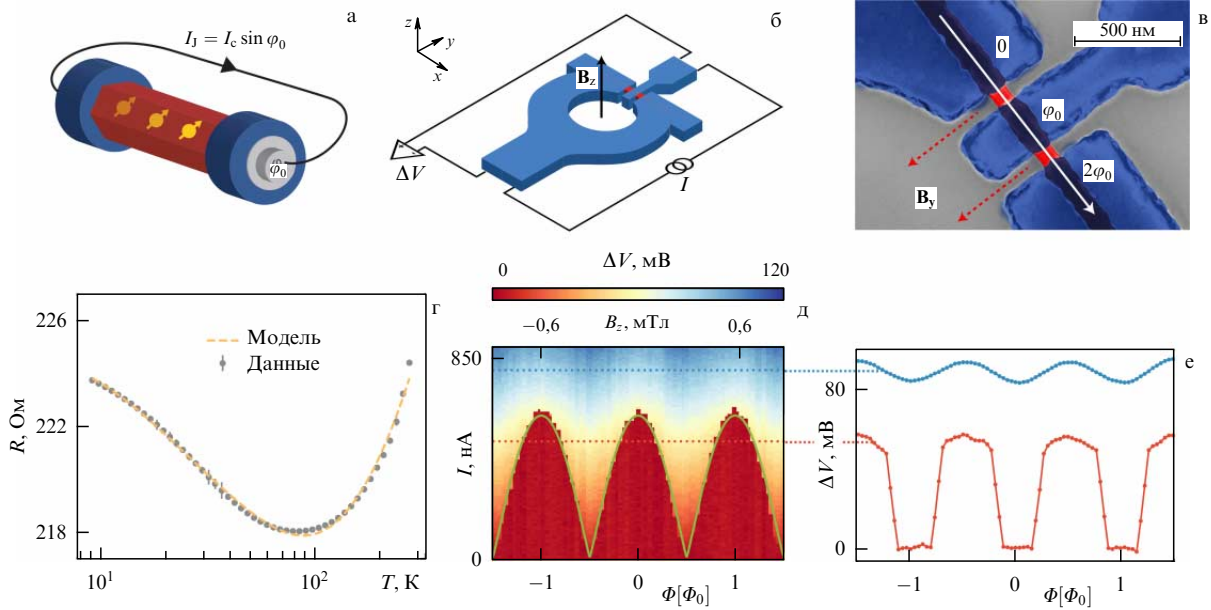


Рис. 50. (В цвете онлайн.) Джозефсоновская фазовая батарея. (а) Концептуальная схема джозефсоновской фазовой батареи, состоящей из нанопроволоки InAs (красный цвет), встроенной между двумя сверхпроводящими полюсами (синий), преобразующей спиновую поляризацию поверхностных неспаренных спинов (жёлтый) в фазовый сдвиг φ_0 . (б) Схематическая иллюстрация гибридного (InAs-нанопроволока – алюминий) сквид-интерферометра, используемого для количественного определения фазового сдвига φ_0 , создаваемого двумя ДП (красный). Кольцо лежит в плоскости $x-y$ с нанопроволокой, параллельной оси x . Магнитное поле B_z , пронизывающее кольцо, используется для модуляции критического тока сквида (I_S), измеряемого с помощью четырёхпроводной установки. I — ток, протекающий через интерферометр, ΔV — результирующее падение напряжения на устройстве. (в) Несоответствующей окраски изображение в сканирующем электронном микроскопе активной области фазовой батареи, состоящей из двух φ_0 -переходов. B_y — магнитное поле в плоскости, ортогональное подъём при низких температурах, что согласуется с фоном магнитных примесей. По подгонке (жёлтая кривая) оценивается спиновая плотность ~ 4 ppm. (д) Падение напряжения ΔV , измеренное через сквид, от тока смещения I и магнитного потока Φ . Зелёная линия является наилучшей подгонкой для критического тока сквида $I_S(\Phi)$, определяемого границей раздела между бездиссипативным (красная область) и диссипативным режимами (цветная). (е) Запись $\Delta V(\Phi)$ из (д) для двух выбранных значений тока смещения (ниже и выше $2I_c$), которая демонстрирует φ_0 -периодичность как в бездиссипативном, так и в диссипативном режиме. Данные в (д) и (е) были записаны при температуре ванны 80 мК. (Из работы [30].)

работе [30] сообщается о первой экспериментальной реализации фазовой батареи в гибридной сверхпроводящей цепи. Она состоит из p-легированной нанопроволоки InAs с неспаренными спиновыми поверхностными состояниями, проксимитизированной алюминиевыми сверхпроводящими контактами. Ферромагнитная поляризация неспаренных спиновых состояний эффективно преобразуется в постоянное смещение фазы φ_0 вдоль проволоки, что приводит к аномальному эффекту Джозефсона [6, 39]. Посредством приложения внешнего магнитного поля в плоскости достигается непрерывное изменение φ_0 , что позволяет заряжать и разряжать батарею. Совместное действие SO-связи и обменного взаимодействия нарушает фазовую жёсткость системы, обуславливая сильную связь между зарядом, спином и фазой. Эта взаимосвязь открывает широкие перспективы для топологических квантовых технологий [1].

Боковые гибридные ДП, приготовленные из материалов с сильным SO-взаимодействием [27] или топологических изоляторов [28], представляют идеальные варианты для создания φ_0 -переходов. Боковое расположение нарушает симметрию инверсии и обеспечивает естественную полярную ось \hat{z} , перпендикулярную направлению тока. Более того, спиновая поляризация электронов \mathbf{s} , индуцированная либо зеемановским полем, либо обменным взаимодействием с упорядоченными магнитными примесями, нарушает симметрию относительно обращения времени. В результате структура приобретает торо-

идальную симметрию, описываемую анапольным моментом $\mathbf{t} \sim (\hat{z} \times \mathbf{s})$, сохраняя магнитоэлектрические эффекты в присутствии SO-взаимодействия. В этом случае аномальные сдвиги φ_0 управляются инвариантом лифшицевского типа в свободной энергии (F_L), который можно составить из произведения анапольного момента и сверхтекучей скорости [39]:

$$F_L \sim f(\alpha, h)(\mathbf{n}_h \times \hat{z})\mathbf{v}_s, \tag{83}$$

где $f(\alpha, h)$ — нечётная функция интенсивности SO-взаимодействия Рашбы α , h — обменное или зеемановское поле, \mathbf{n}_h — единичный вектор, указывающий в направлении последнего, \mathbf{v}_s — сверхтекучая скорость куперовских пар, протекающих в ДП. Скалярное тройное произведение определяет векторные симметрии φ_0 , в то время как величина сдвига зависит от специфических микроскопических деталей образца, а также от макроскопических величин, таких как температура.

Как показано на рис. 50, фазовая батарея состоит из ДП, изготовленного на основе InAs-нанопроволоки, заключённой между двумя сверхпроводящими полюсами Al. Сверхток, а значит и \mathbf{v}_s , протекает вдоль нанопроволоки (x -направление) ортогонально вектору SO-взаимодействия Рашбы, указывающему плоскость подложки (z -направление). В той же нанопроволоке поверхностные оксиды или дефекты генерируют неспаренные спины, ведущие себя как магнитные примеси (обозначены жёл-

тремя стрелками на рис. 50а), которые можно поляризовать вдоль y -направления, чтобы обеспечить обменное взаимодействие h в этом направлении. Это приводит к конечному тройному произведению в уравнении (83) и, следовательно, к аномальному сдвигу фазы φ_0 . Из-за ферромагнитного порядка неспаренных спинов сдвиг фазы сохраняется даже в отсутствие приложенного магнитного поля. Фазовая батарея преобразует ферромагнитный порядок в квантовый сдвиг фазы. В работе [30] показано, что сдвиг φ_0 может также контролироваться зеемановским взаимодействием с внешним магнитным полем B . Сканируя сдвиги φ_0 по всем направлениям плоского магнитного поля, авторы показали геометрическое происхождение аномальной фазы, описываемой уравнением (83).

7.5. Криогенный элемент памяти на основе аномального эффекта Джозефсона

Важной проблемой для элемента памяти являются эффекты, обусловленные неизбежными тепловыми флуктуациями. В работе [66] был представлен исчерпывающий анализ шума в динамике φ_0 -перехода с учётом влияния стохастических тепловых флуктуаций. Индуцированная током магнитная бистабильность позволяет определить два хорошо различимых логических состояния и исследовать устойчивость такой памяти к эффектам шума. Была предложена схема считывания, основанная на управляемом током скивде (рис. 51), в котором не требуется дополнительный магнитный поток для установки оптимальной рабочей точки. Кроме того, обсуждалась интригующая возможность эффективного экранирования состояния памяти с помощью стробирования напряжения в устройстве, образованном ферромагнитным слоем с линейным по импульсу членом спин-орбитальной связи Дрессельхауза.

В работе [66] предложен энергонезависимый элемент памяти на основе бокового ферромагнитного джозефсоновского перехода со спин-орбитальной связью и внеплоскостной намагниченностью. Взаимодействие между магнитным моментом и обменным полем ферромагнетика приводит к магнитоэлектрическому эффекту, который связывает электрический ток через переход и намагниченность, что позволяет переключать направление магнитного момента в ферромагнетике импульсом тока. Два состояния памяти кодируются в направлении внеплоскостной намагниченности. С целью определения оптимальной рабочей температуры для элемента памяти исследовано влияние шума на усреднённую стационарную намагниченность с учётом тепловых флуктуаций, воздействующих как на джозефсоновскую фазу, так и на динамику магнитного момента. Исследован процесс переключения в зависимости от параметров ферромагнетика, таких как затухание Гильберта и интенсивность SO-связи, и предложена схема неразрушающего считывания, основанная на dc-скивде. Кроме того, в работе [66] проанализирован способ защиты состояния памяти от внешних возмущений путём стробирования напряжения в системах с линейной по импульсу SO-связью типа Рашбы и Дрессельхауза.

8. Заключение

В настоящем обзоре предпринята попытка осветить основные исследования аномального эффекта Джозеф-

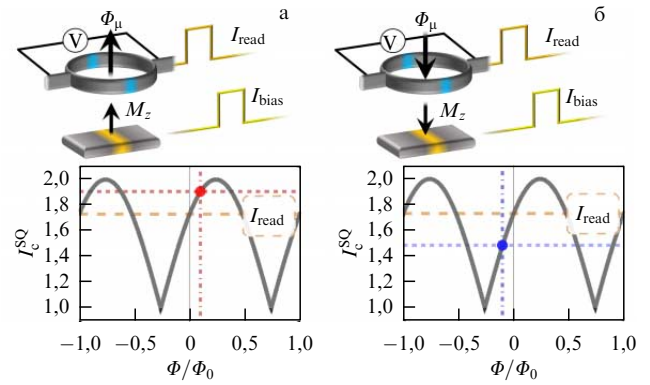


Рис. 51. Считывание состояний на основе скивда и демонстрация значения критического тока скивда (точки на кривых) в случае как положительной, так и отрицательной ориентации магнитного момента вдоль оси z (рис. а и б соответственно). (Из работы [66].)

сона, представляющего собой одно из наиболее актуальных направлений сверхпроводниковой спинтроники. Приведённые результаты свидетельствуют о многообразии физических явлений, возникающих в φ_0 -переходах различного типа, обусловленных связью джозефсоновской фазы и намагниченности ферромагнетика. В обзоре большое внимание уделено описанию модели Буздина, в рамках которой была продемонстрирована реализация прямой связи величин, характеризующих сверхпроводимость и магнетизм, а также возможность управления магнитными свойствами посредством сверхпроводящего тока, и в свою очередь, влияние магнитных характеристик барьера в φ_0 -переходе на его сверхпроводящие свойства. Исследования ферромагнитного резонанса и вариации магнитной динамики вдоль вольт-амперной характеристики φ_0 -перехода привели к ряду уникальных результатов, которые не затронуты экспериментаторами до настоящего времени. Возможность переориентации лёгкой оси ферромагнетика джозефсоновским током, имеющей аналогию с маятником Капицы в механических системах, несомненно, найдёт развитие в сверхпроводниковой спинтронике. Проявление аномального эффекта Джозефсона в различных структурах представляет широкое поле как для теоретических, так и для экспериментальных исследований.

Важными представляются результаты детальных исследований dc-компоненты сверхпроводящего тока, возникающей в переходе за счёт прецессии магнитного момента, а также влияния внешнего электромагнитного излучения на свойства φ_0 -перехода. Возможность реализовать большие значения сдвига фазы φ_0 и перестраивать её также важна для различных приложений в спинтронике, где большие спиновые градиенты могут использоваться для создания фазовой батареи [1]. Это открывает возможность генерировать контролируемым образом спиновые градиенты через джозефсоновские токи или смещение фазы. Достижение большой величины φ_0 и её перестройка могут найти ключевые применения в различных квантовых схемах, имеют прямое отношение к усилиям по реализации топологических сверхпроводящих состояний [201, 202].

Экспериментальная реализация φ_0 -перехода позволяет измерять величину спин-орбитальной связи и открывает новые возможности для фазового контроля джозефсоновских устройств. Эти исследования помо-

гают понять фундаментальные спин-зависимые явления, а также развить приложения для компьютерных технологий. В частности, управление магнитным состоянием за счёт сверхпроводимости стимулирует развитие сверхбыстрой криогенной памяти. Разработка эффективных методов переворота магнитного момента в ϕ_0 -переходе, в частности, импульсом сверхпроводящего тока, а также исследования квантовых свойств джозефсоновских наноструктур с магнитными и топологически нетривиальными барьерами для создания новых устройств сверхпроводниковой спинтроники являются важнейшими задачами современной науки.

Исследования аномального эффекта Джозефсона интенсивно развиваются. Так, в последнее время был получен ряд новых интересных результатов. Спин-орбитальная связь в двумерных системах обычно является линейной по волновому вектору SO-связью Рашбы или Дрессельхауза. Однако в настоящее время расширяется класс материалов, которые поддерживают доминирующую кубическую структуру SO-взаимодействия по волновому вектору. В работе [203] рассмотрены джозефсоновские переходы в зеemannовском поле со сверхпроводниками, разделёнными нормальной областью с SO-взаимодействием. Было обнаружено сильно ангармоническое ток-фазовое соотношение и сложная спиновая структура. Экспериментальная перестройка SO-взаимодействия позволит настраивать как аномальный фазовый сдвиг, так и сверхток, который протекает при нулевой разности фаз в переходе. Следствием SO-взаимодействия в джозефсоновских контактах являются спинтриплетные f-корреляции сверхпроводимости, важные для сверхпроводниковой спинтроники и поддерживающие майорановские связанные состояния. Коллективные возбуждения магнитного момента и джозефсоновской фазы в ψ -переходах демонстрируются в работе [204]. Это приводит к сдвигу частоты ферромагнитного резонанса, аномалиям на вольт-амперных характеристиках и появлению дополнительной магнитной анизотропии в F-слоях. В отличие от ранее изученных SFS-переходов, связь между магнитной и плазменной модами возникает также в длинноволновом пределе. Показано, что такая связь обеспечивает контролируемое перемагничивание в F-слое, управляемое импульсом постоянного тока, что позволяет эффективно управлять магнитным моментом в устройствах сверхпроводниковой спинтроники. В работе [205] был исследован эффект перемагничивания в зависимости от внутренних параметров ферромагнетика, таких как затухание Гильберта и интенсивность SO-связи. Найдены оптимальные значения параметров для быстрого переключения и условия, делающие систему более устойчивой к шумам. Обзор современного состояния и перспектив сверхпроводниковой спинтроники представлен в работе [206].

Следует отметить, что в обзоре охвачены не все работы, посвящённые аномальному эффекту Джозефсона, не все теоретические и экспериментальные результаты описаны достаточно подробно, не был описан ряд применений ϕ_0 -перехода, которые достойны обсуждения, но не включены из-за ограничения объёма обзора.

Благодарности. Автор выражает благодарность А.И. Буздину, А.С. Мельникову, В.М. Краснову, И.В. Бобковой, А.М. Бобкову, С.В. Миронову, М.А. Силаеву, И.Р. Рахмонову, А.А. Мазанику, К.В. Куликову,

М. Нашаат, А. Бота за полезное обсуждение отдельных вопросов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-12-50211 "Экспансия". Ряд результатов численных расчётов, приведённых в разделах 2, 4, 5 и 6, получены в рамках проекта 18-71-10095 Российского научного фонда.

Список литературы

1. Linder J, Robinson J W A *Nat. Phys.* **11** 307 (2015)
2. Mai S et al. *Phys. Rev. B* **84** 144519 (2011)
3. Buzdin A I *Rev. Mod. Phys.* **77** 935 (2005)
4. Golubov A A, Kupriyanov M Yu, Il'ichev E *Rev. Mod. Phys.* **76** 411 (2004)
5. Ghosh R, Maiti M, Shukrinov Yu M, Sengupta K *Phys. Rev. B* **96** 174517 (2017)
6. Buzdin A *Phys. Rev. Lett.* **101** 107005 (2008)
7. Kanschelle F, Buzdin A *Phys. Rev. Lett.* **102** 017001 (2009)
8. Chudnovsky E M *Phys. Rev. B* **93** 144422 (2016)
9. Yokoyama T, Eto M, Nazarov Yu V *Phys. Rev. B* **89** 195407 (2014)
10. Minutillo M et al. *Phys. Rev. B* **98** 144510 (2018)
11. Krive I V et al. *Phys. Rev. B* **71** 214516 (2005)
12. Reynoso A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 107001 (2008)
13. Alidoust M, Hamzehpour H *Phys. Rev. B* **96** 165422 (2017)
14. Alidoust M, Willatzen M, Jauho A-P *Phys. Rev. B* **98** 085414 (2018)
15. Braude V, Nazarov Yu V *Phys. Rev. Lett.* **98** 077003 (2007)
16. Zyuzin A, Alidoust M, Loss D *Phys. Rev. B* **93** 214502 (2016)
17. Zyuzin A, Spivak B *Phys. Rev. B* **61** 5902 (2000)
18. Alidoust M *Phys. Rev. B* **98** 245418 (2018)
19. Goldobin E et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 227001 (2011)
20. Goldobin E, Koelle D, Kleiner R *Phys. Rev. B* **91** 214511 (2015)
21. Menditto R et al. *Phys. Rev. B* **98** 024509 (2018)
22. Alidoust M, Linder J *Phys. Rev. B* **87** 060503 (2013)
23. Shapiro D S, Mirlin A D, Shnirman A *Phys. Rev. B* **98** 245405 (2018)
24. Spånslätt C *Phys. Rev. B* **98** 054508 (2018)
25. Dolcini F, Houzet M, Meyer J S *Phys. Rev. B* **92** 035428 (2015)
26. Kanschelle F, Tokatly I V, Bergeret F S *Phys. Rev. B* **92** 125443 (2015)
27. Szombati D B et al. *Nat. Phys.* **12** 568 (2016)
28. Assouline A et al. *Nat. Commun.* **10** 126 (2019)
29. Mayer W et al. *Nat. Commun.* **11** 212 (2020)
30. Strambini E et al. *Nat. Nanotechnol.* **15** 656 (2020)
31. Waintal X, Brouwer P W *Phys. Rev. B* **65** 054407 (2002)
32. Braude V, Blanter Ya M *Phys. Rev. Lett.* **100** 207001 (2008)
33. Linder J, Yokoyama T *Phys. Rev. B* **83** 012501 (2011)
34. Shukrinov Yu M et al. *Appl. Phys. Lett.* **110** 182407 (2017)
35. Shukrinov Yu M, Rahmonov I R, Sengupta K *Phys. Rev. B* **99** 224513 (2019)
36. Zazunov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 147004 (2009)
37. Brunetti A et al. *Phys. Rev. B* **88** 144515 (2013)
38. Nesterov K N, Houzet M, Meyer J S *Phys. Rev. B* **93** 174502 (2016)
39. Bergeret F S, Tokatly I V *Europhys. Lett.* **110** 57005 (2015)
40. Bobkova I V et al. *Phys. Rev. B* **94** 134506 (2016)
41. Гешкенбейн В Б, Ларкин А И *Письма в ЖЭТФ* **43** 306 (1986); Geshkenbein V B, Larkin A I *JETP Lett.* **43** 395 (1986)
42. Geshkenbein V B, Larkin A I, Barone A *Phys. Rev. B* **36** 235 (1987)
43. Yip S *Phys. Rev. B* **52** 3087 (1995)
44. Sigrist M *Prog. Theor. Phys.* **99** 899 (1998)
45. Tanaka Y, Kashiwaya S *Phys. Rev. B* **56** 892 (1997)
46. Schrade C, Hoffman S, Loss D *Phys. Rev. B* **95** 195421 (2017)
47. Dolcini F, Giazotto F *Phys. Rev. B* **75** 140511 (2007)
48. Silaev M A, Tokatly I V, Bergeret F S *Phys. Rev. B* **95** 184508 (2017)
49. Grein R et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 227005 (2009)
50. Mironov S, Buzdin A *Phys. Rev. B* **92** 184506 (2015)
51. Liu J-F, Chan K S *Phys. Rev. B* **82** 125305 (2010)
52. Margaritis I, Paltoglou V, Flytzanis N *J. Phys. Condens. Matter* **22** 445701 (2010)
53. Kulagina I, Linder J *Phys. Rev. B* **90** 054504 (2014)
54. Moor A, Volkov A F, Efetov K B *Phys. Rev. B* **92** 180506 (2015)

55. Moor A, Volkov A F, Efetov K B *Phys. Rev. B* **92** 214510 (2015)
56. Ryazanov V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2427 (2001)
57. Oboznov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 197003 (2006)
58. Feofanov A K et al. *Nat. Phys.* **6** 593 (2010)
59. Kontos T et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 137007 (2002)
60. Birge N O, Madden A E, Naaman O *Proc. SPIE* **10732** 107321M (2018)
61. Robinson J W A, Witt J D S, Blamire M G *Science* **329** 59 (2010)
62. Volkov A F, Anishchanka A, Efetov K B *Phys. Rev. B* **73** 104412 (2006)
63. Kalenkov M S, Zaikin A D, Petrashov V T *Phys. Rev. Lett.* **107** 087003 (2011)
64. Yokoyama T, Linder J *Phys. Rev. B* **92** 060503 (2015)
65. Mazanik A A, Rahmonov I R, Botha A E, Shukrinov Yu M *Phys. Rev. Appl.* **14** 014003 (2020)
66. Guarcello C, Bergeret F S *Phys. Rev. Appl.* **13** 034012 (2020)
67. Josephson B D *Phys. Lett.* **1** 251 (1962)
68. Рашба Э И *ФТТ* **2** 1224 (1960); Rashba E I *Sov. Phys. Solid State* **2** 1109 (1960)
69. Бычков Ю А, Рашба Э И *Письма в ЖЭТФ* **39** 66 (1984); Bychkov Yu A, Rashba E I *JETP Lett.* **39** 78 (1984)
70. Samokhin K V *Phys. Rev. B* **70** 104521 (2004)
71. Kaur R P, Agterberg D F, Sigrist M *Phys. Rev. Lett.* **94** 137002 (2005)
72. Eilenberger G Z. *Phys. A* **214** 195 (1968)
73. Usadel K D *Phys. Rev. Lett.* **25** 507 (1970)
74. Bell C et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 047002 (2008)
75. Zhu J-X, Balatsky A V *Phys. Rev. B* **67** 174505 (2003)
76. Bulaevskii L et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 177001 (2004)
77. Zhu J-X et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 107001 (2004)
78. Nussinov Z et al. *Phys. Rev. B* **71** 214520 (2005)
79. Takahashi S et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 057003 (2007)
80. Houzet M *Phys. Rev. Lett.* **101** 057009 (2008)
81. Hikino S et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 053707 (2008)
82. Likharev K K *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (New York: Gordon and Beach Sci. Publ., 1986)
83. Rusanov A Yu et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 057002 (2004)
84. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика Ч. 2* (М.: Физматлит, 1994); Пер. на англ. яз.: Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Statistical Physics Pt. 2* (Oxford: Pergamon Press, 1980)
85. Shukrinov Yu M, Mahfouzi F, Pedersen N F *Phys. Rev. B* **75** 104508 (2007)
86. Buckel W, Kleiner R *Superconductivity: Fundamentals and Applications* (Weinheim: Wiley-VCH, 2004)
87. Шуринов Ю М, Рахмонов И Р *ЭЧАЯ* **51** 951 (2020); Shukrinov Yu M, Rahmonov I R *Phys. Part. Nucl.* **51** 816 (2020)
88. Шуринов Ю М, Рахмонов И Р, Куликов К В *Письма в ЖЭТФ* **96** 657 (2012); Shukrinov Yu M, Rahmonov I R, Kulikov K V *JETP Lett.* **96** 588 (2012)
89. Shukrinov Yu M et al. *Supercond. Sci. Technol.* **30** 024006 (2017)
90. Рахмонов И Р, Шуринов Ю М, Давуд Р *Письма в ЖЭТФ* **103** 444 (2016); Shukrinov Yu M, Rahmonov I R, Davoud R *JETP Lett.* **103** 395 (2016)
91. Sellier H et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 257005 (2004)
92. Капица П Л *УФН* **44** 7 (1951)
93. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Наука, 1993); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)
94. Citro R et al. *Ann. Physics* **360** 694 (2015)
95. Boukobza E et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 240402 (2010)
96. Shukrinov Yu M et al. *Europhys. Lett.* **122** 37001 (2018)
97. Chudnovsky E M, Tejada J *Macroscopic Quantum Tunneling of the Magnetic Moment* (Cambridge Studies in Magnetism, Vol. 4) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998)
98. Chudnovsky E M, Gunther L *Phys. Rev. Lett.* **60** 661 (1988)
99. Chudnovsky E M, Tejada J *Lectures on Magnetism* (Princeton, NJ: Rinton Press, 2006)
100. Cai L, Chudnovsky E M *Phys. Rev. B* **82** 104429 (2010)
101. Rabinovich D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 207001 (2019)
102. Rabinovich D S, Bobkova I V, Bobkov A M *Phys. Rev. Res.* **1** 033095 (2019)
103. Qi X-L, Zhang S-C *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057 (2011)
104. Castro Neto A H et al. *Rev. Mod. Phys.* **81** 109 (2009)
105. Charlier J-C, Blase X, Roche S *Rev. Mod. Phys.* **79** 677 (2007)
106. Mourik V et al. *Science* **336** 1003 (2012)
107. Nikolaeva A et al. *Phys. Rev. B* **77** 075332 (2008)
108. Alicea J *Rep. Prog. Phys.* **75** 076501 (2012)
109. Mironov S V, Mel'nikov A S, Buzdin A I *Phys. Rev. Lett.* **114** 227001 (2015)
110. Cayssol J, Kontos T, Montambaux G *Phys. Rev. B* **67** 184508 (2003)
111. Beenakker C W J *Phys. Rev. Lett.* **67** 3836 (1991)
112. Khaire T S et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 137002 (2010)
113. Dell'Anna L et al. *Phys. Rev. B* **75** 085305 (2007)
114. Doh Y-J et al. *Science* **309** 272 (2005)
115. van Dam J A et al. *Nature* **442** 667 (2006)
116. Sand-Jespersen T et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 126603 (2007)
117. Eichler A et al. *Phys. Rev. B* **79** 161407 (2009)
118. Takayanagi H, Akazaki T, Nitta J *Phys. Rev. Lett.* **75** 3533 (1995)
119. Tirelli S et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 077004 (2008)
120. Nitta J et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1335 (1997)
121. Grundler D *Phys. Rev. Lett.* **84** 6074 (2000)
122. Sato Y et al. *J. Appl. Phys.* **89** 8017 (2001)
123. Žutić I, Fabian J, Das Sarma S *Rev. Mod. Phys.* **76** 323 (2004)
124. Orlando T P et al. *Phys. Rev. B* **60** 15398 (1999)
125. Makhlin Y, Schön G, Shnirman A *Rev. Mod. Phys.* **73** 357 (2001)
126. Clarke J, in *The New Superconducting Electronics* (NATO ASI Ser. E, Vol. 251, Eds H Weinstock, R W Ralston) (Dordrecht: Kluwer Acad., 1993) p. 123
127. Solinas P et al. *Sci. Rep.* **5** 12260 (2015)
128. Likharev K K, Semenov V K *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **1** 3 (1991)
129. Eschrig M et al. *New J. Phys.* **17** 083037 (2015)
130. Ustinov A V, Kaplunenko V K *J. Appl. Phys.* **94** 5405 (2003)
131. Bauer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 217001 (2004)
132. Буздин А И, Булаевский Л Н, Панюков С В *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982); Buzdin A I, Bulaevskii L N, Panyukov S V *JETP Lett.* **35** 178 (1982)
133. Gürlich C et al. *Phys. Rev. B* **81** 094502 (2010)
134. Mironov S et al. *Phys. Rev. B* **96** 214515 (2017)
135. Goldobin E et al. *Phys. Rev. B* **93** 134514 (2016)
136. Mironov S, Meng H, Buzdin A *Appl. Phys. Lett.* **116** 162601 (2020)
137. Silaev M A *Phys. Rev. B* **96** 064519 (2017)
138. Martínez-Pérez M J, Solinas P, Giazotto F *J. Low Temp. Phys.* **175** 813 (2014)
139. Maki K, Griffin A *Phys. Rev. Lett.* **15** 921 (1965)
140. Guttman G D, Ben-Jacob E, Bergman D J *Phys. Rev. B* **57** 2717 (1998)
141. Zhao E, Löfwander T, Sauls J A *Phys. Rev. B* **69** 134503 (2004)
142. Ryazanov V V, Schmidt V V *Solid State Commun.* **40** 1055 (1981)
143. Giazotto F, Martínez-Pérez M J *Nature* **492** 401 (2012)
144. Guarcello C, Giazotto F, Solinas P *Phys. Rev. B* **94** 054522 (2016)
145. Fornieri A et al. *Phys. Rev. B* **93** 134508 (2016)
146. Giazotto F, Bergeret F S *Appl. Phys. Lett.* **102** 132603 (2013)
147. Sothmann B, Hankiewicz E M *Phys. Rev. B* **94** 081407 (2016)
148. Fornieri A et al. *Nat. Nanotechnol.* **12** 425 (2017)
149. Bergeret F S, Giazotto F *Phys. Rev. B* **89** 054505 (2014)
150. Wolf M J et al. *Phys. Rev. B* **90** 144509 (2014)
151. Kolenda S et al. *Phys. Rev. B* **95** 224505 (2017)
152. Senapati K, Blamire M G, Barber Z H *Nat. Mater.* **10** 849 (2011)
153. Tokuyasu T, Sauls J A, Rainer D *Phys. Rev. B* **38** 8823 (1988)
154. Bergeret F S, Volkov A F, Efetov K B *Rev. Mod. Phys.* **77** 1321 (2005)
155. Tanaka Y, Yokoyama T, Nagaosa N *Phys. Rev. Lett.* **103** 107002 (2009)
156. Fu L, Kane C L *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407 (2008)
157. Hart S et al. *Nat. Phys.* **10** 638 (2014)
158. Pribiag V S et al. *Nat. Nanotechnol.* **10** 593 (2015)
159. Tkachov G et al. *Phys. Rev. B* **92** 045408 (2015)
160. Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S *Phys. Rev. Lett.* **105** 077001 (2010)
161. Oreg Y, Refael G, von Oppen F *Phys. Rev. Lett.* **105** 177002 (2010)
162. Nashaat M et al. *Phys. Rev. B* **100** 054506 (2019)

163. Linder J et al. *Phys. Rev. B* **81** 184525 (2010)
164. Hugdal H G, Linder J, Jacobsen S H *Phys. Rev. B* **95** 235403 (2017)
165. Yokoyama T, Zang J, Nagaosa N *Phys. Rev. B* **81** 241410 (2010)
166. Yokoyama T *Phys. Rev. B* **84** 113407 (2011)
167. Mahfouzi F, Nagaosa N, Nikolić B K *Phys. Rev. Lett.* **109** 166602 (2012)
168. Chen J, Abdul Jalil M B, Tan S G *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 064710 (2014)
169. Шукринов Ю М и др. *Письма в ЖЭТФ* **110** 149 (2019); Shukrinov Y M et al. *JETP Lett.* **110** 160 (2019)
170. Coffey W T et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 5655 (1998)
171. Cai L, Garanin D A, Chudnovsky E M *Phys. Rev. B* **87** 024418 (2013)
172. Shukrinov Yu M et al. *Chaos* **24** 033115 (2014)
173. Kautz R L, Monaco R J. *Appl. Phys.* **57** 875 (1985)
174. Mukhanov O A *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21** 760 (2011)
175. Herr Q P et al. *J. Appl. Phys.* **109** 103903 (2011)
176. Nishijima S et al. *Supercond. Sci. Technol.* **26** 113001 (2013)
177. Mayer W et al. *Appl. Phys. Lett.* **114** 103104 (2019)
178. Bobkova I V, Bobkov A M, Silaev M A *Phys. Rev. B* **98** 014521 (2018)
179. Shukrinov Yu M, Rahmonov I R, Botha A E *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28** 1800505 (2018)
180. Atanasova P et al., in *Numerical Methods and Applications. 9th Intern. Conf., NMA 2018, Borovets, Bulgaria, August 20–24, 2018, Revised Selected Papers* (Lecture Notes in Computer Science, Vol. 11189, Eds G Nikolov, N Kolkovska, K Georgiev) (Cham: Springer, 2019)
181. Атанасова П Х и др. *Письма в ЖЭТФ* **110** 736 (2019); Atanasova P Kh et al. *JETP Lett.* **110** 722 (2019)
182. Baek B et al. *Nat. Commun.* **5** 3888 (2014)
183. Madden A E et al. *Supercond. Sci. Technol.* **32** 015001 (2019)
184. Nguyen M-H et al. *Sci. Rep.* **10** 248 (2020)
185. Weber R et al. *J. Phys. D* **52** 325001 (2019)
186. Papusoi C et al. *J. Phys. D* **51** 325002 (2018)
187. Schoen M A et al. *Nat. Phys.* **12** 839 (2016)
188. Campagnano G et al. *J. Phys. Condens. Matter* **27** 205301 (2015)
189. Sickinger H et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 107002 (2012)
190. Edelstein V M *Solid State Commun.* **73** 233 (1990)
191. Shen K, Vignale G, Raimondi R *Phys. Rev. Lett.* **112** 096601 (2014)
192. Yip S K *Phys. Rev. B* **65** 144508 (2002)
193. Wolos A et al. *Phys. Rev. B* **93** 155114 (2016)
194. Hyde G R et al. *Solid State Commun.* **13** 257 (1973)
195. Shabani J et al. *Phys. Rev. B* **93** 155402 (2016)
196. Böttcher C G L et al. *Nat. Phys.* **14** 1138 (2018)
197. Suominen H J et al. *Phys. Rev. B* **95** 035307 (2017)
198. Kjaergaard M et al. *Nat. Commun.* **7** 12841 (2016)
199. Kjaergaard M et al. *Phys. Rev. Appl.* **7** 034029 (2017)
200. Wickramasinghe K S et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 262104 (2018)
201. Ren H et al. *Nature* **569** 93 (2019)
202. Fornieri A et al. *Nature* **569** 89 (2019)
203. Alidoust M, Shen C, Žutić I *Phys. Rev. B* **103** L060503 (2021)
204. Mironov S V, Buzdin A I *Phys. Rev. B* **104** 134502 (2021)
205. Guarcello C, Bergeret F S *Chaos Solitons Fractals* **142** 110384 (2021)
206. Мельников А С и др. *УФН* **192** (2022) <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.07.039020>, принята к публикации; Mel'nikov A S et al. *Phys. Usp.* **65** (2022) <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.07.039020>, accepted

Anomalous Josephson effect

Yu.M. Shukrinov^(1,2,3)

⁽¹⁾ Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

⁽²⁾ Dubna University, ul. Universitetskaya 19, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

⁽³⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudny, Moscow region, Russian Federation

E-mail: shukrinv@theor.jinr.ru

This review is devoted to one of the most relevant areas of modern condensed matter physics, the anomalous Josephson effect (AJE), which consists of the appearance of a phase shift in a hybrid structure, leading to a finite superconducting current at zero phase difference. AJE reflects the joint manifestation of superconductivity, spin-orbit interaction, and magnetism, and the study of such structures allows progress in understanding their mutual influence, while also opening up promising applications in superconducting spintronics. This review describes the physics of the φ_0 -junction, the control of the magnetic properties of the barrier by means of a superconducting current, and, in turn, the effect of the magnetic moment of the barrier on the Josephson current. A discussion of new effective methods of magnetic moment reversal in the φ_0 -junction, in particular, by a superconducting current pulse, as well as studies of the quantum properties of Josephson nanostructures with magnetic and topologically nontrivial barriers for the creation of new superconducting spintronic devices, is presented. The experimental realization of the φ_0 -junction, which has recently been demonstrated in a number of studies by direct measurement of the current-phase relation, allows the magnitude of the spin-orbit coupling to be measured and opens up new possibilities for the phase control of Josephson devices. This research helps in understanding fundamental spin-dependent phenomena and developing applications for computer technology. In particular, control of the magnetic state by superconductivity opens up new possibilities for the development of ultrafast cryogenic memory. This review presents the results of studying the magnetic dynamics along the current-voltage characteristic of the φ_0 -junction and analysis of the spin dynamics in this junction. The question of the possibility of controlling the magnetic precession by the appearance of higher harmonics in the current-phase relation, as well as the DC component of the current, which significantly increase near ferromagnetic resonance, is considered. Interesting phenomena in the φ_0 -junction occur under the influence of external electromagnetic radiation. Thus, the review presents an analysis of the main theoretical and experimental work devoted to AJE, gives examples of the manifestation of AJE in various systems, indicates the prospects for research in this area, and discusses unsolved problems.

Keywords: superconducting spintronics, Josephson junction, anomalous Josephson effect, φ_0 -junction

PACS numbers: **74.50. +r**, **85.25.Cp**, **85.75. -d**

Bibliography — 206 references

Received 26 August 2020, revised 30 November 2020