

Ферромагнитный резонанс и динамика магнитного момента в системе “джозефсоновский переход-наномагнит”

Ю. М. Шукринов^{+*1)}, М. Нашаат^{+×2)}, И. Р. Рахмонов^{+°}, К. В. Куликов⁺

⁺Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

^{*}Государственный университет “Дубна”, 141980 Дубна, Россия

[×]Department of Physics, Cairo University, 12613 Cairo, Egypt

[°]Физико-технический институт им. С. У. Умарова АН РТ, 734063 Душанбе, Таджикистан

Поступила в редакцию 7 мая 2019 г.

После переработки 11 июня 2019 г.

Принята к публикации 11 июня 2019 г.

Нами исследована динамика наномагнита, связанного с джозефсоновским переходом. Несмотря на очень слабое магнитное поле, создаваемое сверхпроводящим током в переходе, приложенное напряжение может инициировать нелинейную динамику наномагнита, которая приводит к ряду интересных явлений. Нами показана возможность ферромагнитного резонанса, когда частота джозефсоновских осцилляций сравнивается с собственной частотой магнитной системы. Продемонстрирована переориентация легкой оси наномагнита при увеличении отношения джозефсоновской энергии к магнитной, а также величины параметра связи джозефсоновского тока с магнитным моментом и частоты джозефсоновских колебаний. Показана возможность переворота магнитного момента наномагнита импульсом тока, что открывает новые перспективы использования данной системы в области сверхпроводящей спинтроники.

DOI: 10.1134/S0370274X19150025

В последнее время большое внимание привлекают модели, описывающие взаимодействие сверхпроводящего тока и магнитного момента в различных структурах типа “сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник”, которые важны для ряда задач сверхпроводниковой спинтроники [1–4]. В работе [1] было отмечено, что исследования в области спинтроники позволяют понять фундаментальные спинзависимые явления, а также развить приложения для компьютерных технологий. В частности, контролируемое магнитное состояние сверхпроводимостью открывает новые возможности для развития ультрабыстрой криогенной памяти.

Связь джозефсоновского перехода (ДП) и магнита, находящихся в непосредственной близости друг от друга, может быть обусловлена различными механизмами. Так, спин-орбитальное взаимодействие типа Рашбы приводит к фазовому сдвигу в джозефсоновском переходе, пропорциональному магнитному моменту в барьере. В результате возникает так называемый φ_0 -переход, в котором разность фаз непосредственно связана с магнитным моментом в барьере [5, 6], что обуславливает уникальные возможности

управления магнитными свойствами барьера посредством сверхпроводящего тока, а также, в свою очередь, возможность влияния на джозефсоновский ток магнитным моментом барьера [1–11]. В работах [3, 6] сообщалось о возможности переориентации легкой оси намагниченности при наличии спин-орбитальной связи. Предполагая начальное положение легкой оси вдоль оси z , было продемонстрировано, что под действием сверхпроводящего тока стабильной ориентацией намагниченности становится определенное направление между осями z и y , в зависимости от параметров системы. Полученные результаты открывают возможность для разработки эффективного метода определения величины спин-орбитального взаимодействия в ферромагнитных металлах. Большой интерес для различных применений вызывает разработка новых эффективных методов переворота магнитного момента, в частности, импульсом тока. Такие исследования позволят создать элементы памяти и другие элементы для квантовых компьютеров, а также основы для разработки новых устройств для сверхпроводящей спинтроники.

Другой механизм связи исследовался в работе [11], где рассматривалось электромагнитное взаимодействие наномагнита с джозефсоновским переходом, при котором магнитное поле наномагнита изменяет

¹⁾e-mail: shukrinov@theor.jinr.ru

²⁾M. Nashaat.

сверхпроводящий ток, текущий через переход, тогда как магнитное поле, генерируемое в ДП, воздействует на магнитный момент наномagnита. Отличие от работы [6] заключалось в другой геометрии структуры, характере взаимодействия и конечном нормальном сопротивлении слабой связи, которое учитывалось в данной работе в рамках RSJ (*resistively shunted junction*) модели [13]. Притягательность модели с чистым электромагнитным взаимодействием заключается в отсутствии неизвестных параметров, что должно быть существенным для ее экспериментальной реализации [11].

В настоящей работе нами исследована динамика наномagnита, связанного с джозефсоновским переходом. Показано проявление ферромагнитного резонанса (ФМР) на зависимости максимальной амплитуды осцилляций наномagnита от приложенного к джозефсоновскому переходу напряжения и продемонстрирована переориентация легкой оси наномagnита при изменении параметров системы. С целью демонстрации перспектив практического применения исследуемой системы, мы показываем возможность переворота магнитного момента наномagnита импульсом тока.

Схематический вид рассматриваемой системы, состоящей из джозефсоновского перехода и связанного с ним наномagnита, представлен на рис. 1. Джозефсоновский переход имеет длину l , наномagnит

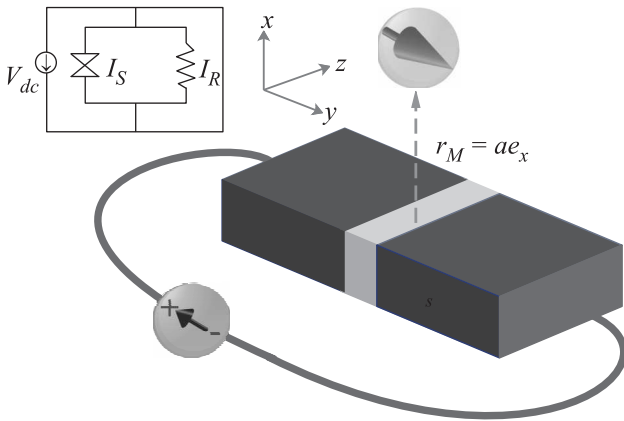


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематический вид рассматриваемой системы с эквивалентной схемой электрической цепи

находится на расстоянии a от его центра. Предполагается, что легкая ось наномagnита направлена вдоль y и к джозефсоновскому переходу приложено напряжение V .

Динамика магнитного момента описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ)

[14, 15], которое в нормированных единицах имеет вид

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

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, $k = \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\mu_0 M_s l}{a\sqrt{l^2 + a^2}}$, $a = |\mathbf{r}_M|$, Φ_0 – квант магнитного потока, m – абсолютное значение магнитного момента, α – параметр гильбертовского затухания, 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 [11]

$$\begin{aligned} h_x &= 0, \\ h_y &= m_y, \\ h_z &= \epsilon[\sin(Vt - km_z) + V] - \epsilon k \frac{dm_z}{dt}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\epsilon = Gk$, $G = \epsilon_J/K_{an}v$, $\epsilon_J = \Phi_0 I_c/(2\pi)$ – джозефсоновская энергия, v – объем наномagnита, K_{an} – постоянная магнитной анизотропии. Компоненты эффективного магнитного поля нормированы на $H_F = \omega_F/\gamma$, где γ – гиромагнитное отношение.

Джозефсоновские осцилляции в переходе возбуждают прецессию магнитного момента наномagnита, что приводит к ферромагнитному резонансу, когда частота прецессии становится равной собственной частоте магнитной системы Ω_F . Для описания резонанса система уравнений (1) решалась методом Гаусса–Лежандра [12] при фиксированном значении напряжения V , 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 2а представлены результаты расчета 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 $\alpha = 0.3$. В выбранной нами нормировке $V = \Omega_J$, поэтому при напряжении, соответствующем частоте джозефсоновских осцилляций $\Omega_J = 0.5$, наблюдается пик ферромагнитного резонанса. Для m_x^{\max} результат качественно одинаков, и поэтому не приводится. Увеличение затухания в системе приводит к увеличению ширины резонанса и его сдвигу в сторону меньших частот, что и наблюдается на рис. 2а при $\alpha = 0.3$. Положение пиков при малых затухани-

ности, если отклонение магнитного момента от равновесного направления из-за взаимодействия с джозефсоновским током мало, т.е., $G < 1$, и $k\tilde{m}_z < 1$, уравнение ЛЛГ можно линеаризовать. В этом случае резонансная частота определяется выражением

$$\Omega_{\text{Res}} = \sqrt{\frac{-a_2 + \sqrt{a_2^2 - 4a_1}}{2a_1}}, \quad (3)$$

где $a_1 = (\alpha^2 + \alpha k \Omega_F \epsilon + 1)^2$ и $a_2 = 2\alpha^2 + k^2 \Omega_F^2 \epsilon^2 + 2\alpha k \Omega_F \epsilon - 2$.

Так, при $G = 0.3$, $k = 0.01$ и $\Omega_F = 0.5$, для $\alpha = 0.001$ резонансная частота равна $\Omega_{\text{Res}} \approx 0.5$, а для $\alpha = 0.3$ – $\Omega_{\text{Res}} \approx 0.46$, что достаточно близко к значениям, полученным численно (см. рис. 2а).

Ширина резонанса зависит от параметра гильбертовского затухания α , отношения джозефсоновской энергии к энергии наномagnита G , а также параметра связи k . Рисунок 2b демонстрирует влияние отношения джозефсоновской энергии к энергии наномagnита (параметр G) на свойства ферромагнитного резонанса. С ростом 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 результаты приводят к завышенным значениям, это означает необходимость учета членов более высокого порядка при $G \gg 1$. Таким образом, отклонение m_z в резонансе при определенных значениях G , k , и α может быть достаточно сильным и проявляться в экспериментальных условиях.

Другим интересным результатом настоящей статьи является демонстрация переориентации легкой оси наномagnита при увеличении отношения джозефсоновской энергии к магнитной, т.е., своеобразное проявления свойств маятника Капицы в системе “джозефсоновский переход-наномagnит”. На рисунке 3а показана динамика компонент магнитного момента $m_y(t)$ и $m_z(t)$ при разных значениях параметра G . Подчеркнем, что в начальный момент времени магнитный момент направлен вдоль легкой оси (ось y). Мы видим, что в зависимости от величины G при его малых значениях временная зависимость компоненты $m_z(t)$ выходит на определенное постоянное значение. С ростом G эта зависимость существенно изменяется, и при $G = 3\pi$, осциллируя, $m_z(t)$ стремится к единице, т.е., m_y обращается в ноль. Таким образом, происходит переориентация легкой оси наномagnита. В промежуточных состояниях магнитный момент наномagnита ориентирован между ося-

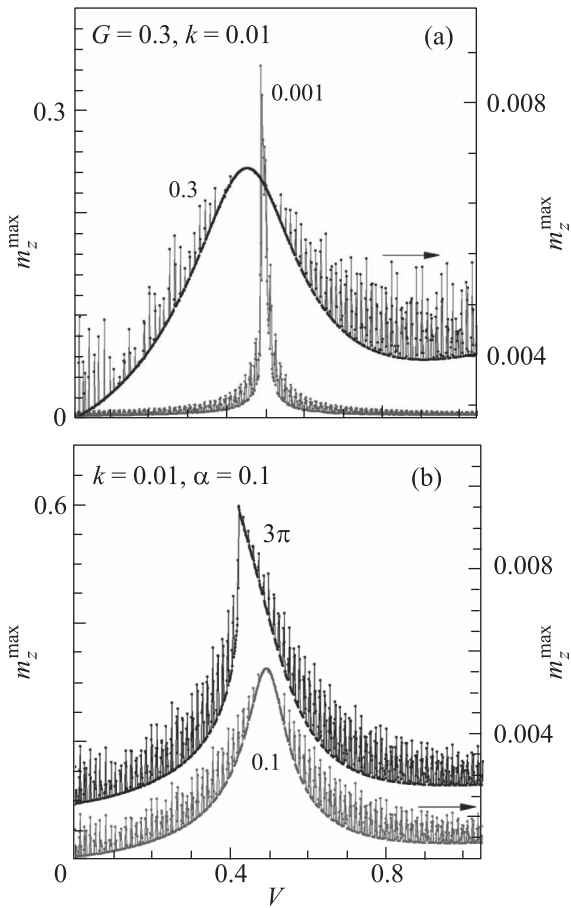


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Проявление ФМР на зависимости $m_z^{\max}(V)$. Числа указывают величину гильбертовского затухания α . (б) – Влияние отношения джозефсоновской энергии к энергии наномagnита G на ширину ФМР для m_z . Числа указывают величину G

ях хорошо согласуется со значениями частот, следующих из аналитических формул, полученных нами на основании линеаризации уравнений ЛЛГ. В част-

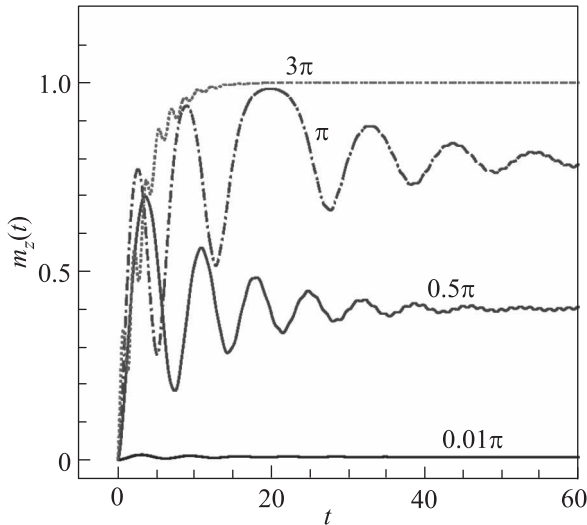


Рис. 3. (Цветной онлайн) Динамика компоненты m_z в зависимости от величины параметра G при $k = 0.05$, $\alpha = 0.1$

ми y и z . Время переориентации уменьшается с ростом G .

Динамика m_z при различных значениях джозефсоновской частоты Ω_J представлена на рис. 4. Мы видим, что при малых Ω_J компонента m_z прецессирует вблизи определенного фиксированного значения, а при больших Ω_J , осциллируя, выходит на единицу.

Известно, что положение устойчивого равновесия маятника изменяется, если его точка подвеса совершает колебания с большой частотой [16]. Отношение джозефсоновской энергии к магнитной (G) соответствует амплитуде переменной силы в задаче о маятнике Капицы, что должно способствовать переориентации легкой оси ферромагнетика. Характер нарастания среднего значения m_z в зависимости от отношения джозефсоновской энергии к магнитной (G) представлен на рис. 5, который также демонстрирует аналогию с маятником Капицы. Аналогичное поведение наблюдается при увеличении параметра связи джозефсоновской и магнитной подсистем k .

Покажем возможность переворота магнитного момента под воздействием импульса внешнего тока. Уравнение, связывающее импульс тока с разностью фаз, имеет вид

$$\frac{d\varphi}{dt} = I_{\text{pulse}} - \sin(\varphi - km_z) + k \frac{dm_z}{dt}; \quad (4)$$

где импульс внешнего тока I_{pulse} определяется выражением

$$I_{\text{pulse}}(t) = \begin{cases} A_s, & t \in [t_0 - 1/2\Delta t, t_0 + 1/2\Delta t]; \\ 0, & \text{в остальном интервале,} \end{cases} \quad (5)$$

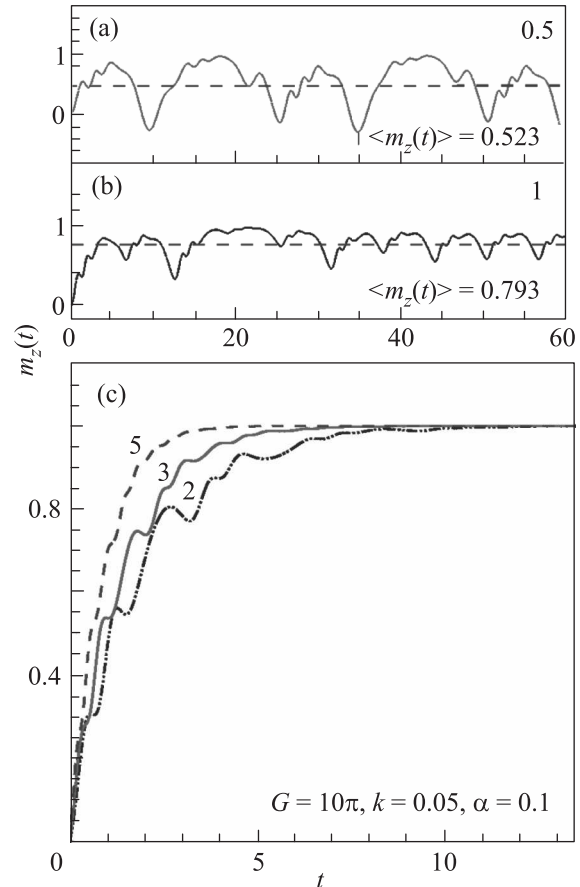


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Динамика компоненты m_z при $\Omega_J = 0.5$. Пунктирная линия указывает среднее значение m_z . (б) – То же при $\Omega_J = 1$. (с) – То же при $\Omega_J = 2, 3$ и 5

где A_s – амплитуда импульса тока, Δt – его длительность. Уравнение (4) численно решается совместно с системой уравнений (1) с учетом эффективного поля (2). Отметим, что в (1) и (2) Vt заменяется на φ , а V заменяется на $d\varphi/dt$. Результаты расчета представлены на рис. 6. В отличие от работы [11] (рис. 3), где переворот осуществлялся посредством специфического изменения напряжения (линейно уменьшающегося) во времени, в случае использования импульса тока длительность переворота оказывается на два порядка короче по величине, что является существенным преимуществом. Отметим, что параметры расчета в обоих случаях были одинаковыми.

До сих пор мы рассматривали влияние джозефсоновских осцилляций на динамику магнитного момента наномagnита. Опишем теперь кратко обратный эффект, т.е., влияние динамики магнитного момента на вольт-амперную характеристику джозефсоновского перехода [17]. Расчет вольт-амперной характеристики (ВАХ) проводится для перехода с заданным

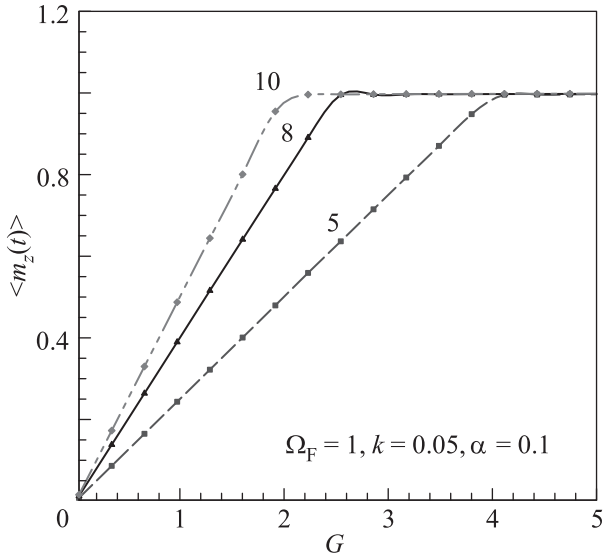


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость среднего значения m_z от отношения джозефсоновской энергии к магнитной (G). Числа указывают значение джозефсоновской частоты

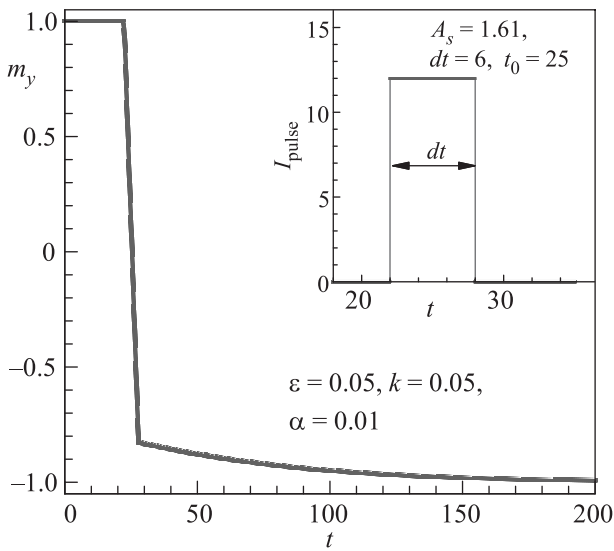


Рис. 6. (Цветной онлайн) Демонстрация переворота m_y импульсом базового тока. На вставке показана форма импульса

током. В этом случае в рамках RCSJ-модели система уравнений имеет следующий вид

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{\beta_c} \left[I - \sin[\varphi - km_z] + V - k \frac{dm_z}{dt} \right], \quad (6)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = V, \quad (7)$$

где φ – разность фаз в джозефсоновском переходе, β_c – параметр МакКамбера. Кроме этого, для расчета ВАХ в системе уравнений (1) и в выражение

для эффективного поля (2) необходимо произвести замену Vt на φ .

На рисунке 7 представлены вольт-амперная характеристика ДП с наномагнитом и без него (ВАХ

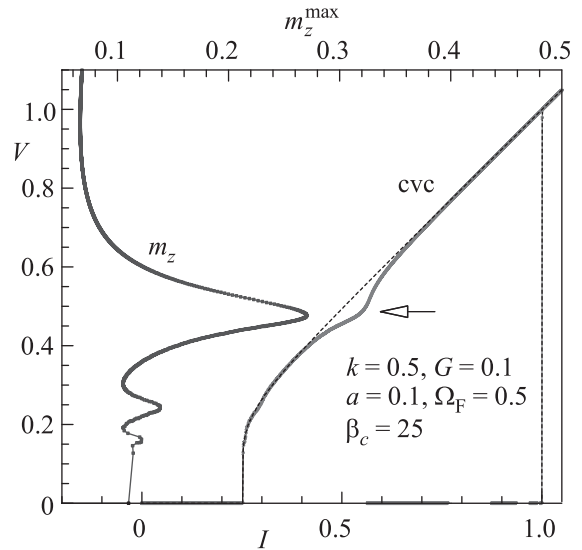


Рис. 7. (Цветной онлайн) Вольт-амперная характеристика ДП с наномагнитом (сплошная линия, cvc) и без него (пунктирная линия) вместе с зависимостью максимальной амплитуды m_z от напряжения

SIS-перехода) вместе с зависимостью максимальной компоненты m_z от напряжения. Используемые параметры расчета приведены на данном рисунке. ВАХ ДП с наномагнитом демонстрирует особенность, указанную стрелкой, которая отсутствует на ВАХ ДП без наномангнита. Мы видим, что положение этой особенности по напряжению соответствует положению резонансного пика m_z . Таким образом, прецессия наномангнита проявляется на ВАХ ДП, что может служить методом контроля его динамики.

Приведем обоснование выбранных значений параметров. Представленные на рис. 2а результаты соответствуют значениям $G = 0.3$ и $k = 0.01$, которые могут быть достигнуты для джозефсоновского перехода с энергией $4.9 \cdot 10^{-20}$ Дж, и наномангнита радиусом 20 нм и толщиной 6 нм с константой анизотропии 20 кДж/м³ и намагниченностью насыщения 1420 кА/м, расположенного на расстоянии 300 нм. Близкие значения параметров были использованы в работах [20–23]. Величины $G = 3\pi, k = 0.05$, при которых происходит переориентации легкой оси наномангнита (рис.3), и $G = 0.05, k = 0.05$, при которых происходит переворот компоненты m_y наномангнита (рис.6), получаются для джозефсоновских переходов с энергиями $3.3 \cdot 10^{-21}$ Дж и $1.45 \cdot 10^{-18}$ Дж, соответственно, с наномангнитом, расположенным на рассто-

янии 65 нм. Приведенные оценки указывают на возможность экспериментальной реализации полученных результатов. Отметим, что обоснование используемых нами значений параметров и их соответствие экспериментальным условиям обсуждалось также в работах [4, 11].

В заключение отметим, что нами исследована динамика наномагнита, связанного с джозефсоновским переходом, которая обладает целым рядом интересных особенностей. Прецессия магнитного момента, обусловленная сверхпроводящим током, приводит к ферромагнитному резонансу. Нами продемонстрирована переориентация легкой оси наномагнита при увеличении частоты джозефсоновских колебаний, отношения джозефсоновской энергии к магнитной, а также величины параметра связи джозефсоновского тока с магнитным моментом.

Вместе с тем остается ряд неисследованных свойств данной системы. В частности, периодическое воздействие на нелинейную систему может приводить к возникновению хаотических состояний [18]. Хаос в ДП под действием внешнего электромагнитного излучения, которое моделируется добавкой к базовому току члена $A \sin \omega t$ (ω – частота, а A – амплитуда излучения), рассматривался подробно в работе [19]. Мы полагаем, что в исследуемой нами 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.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов 18-02-00318, 18-32-00950 и 18-52-45011. Численные расчеты в данной работе выполнены за счет гранта РНФ в рамках проекта 18-71-10095.

1. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, *Nature Materials* **16**, 156 (2017).
2. J. Linder and W. A. Jason Robinson, *Nat. Phys.* **11**, 307 (2015).
3. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 182407 (2017).

4. L. Cai, D. A. Garanin, and E. M. Chudnovsky, *Phys. Rev. B* **87**, 024418 (2013).
5. A. Buzdin, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107005 (2008).
6. F. Kenschelle and A. Buzdin, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 017001 (2009).
7. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
8. A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Ilichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
9. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
10. S. Mai, E. Kandelaki, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **84**, 144519 (2011).
11. L. Cai and E. M. Chudnovsky, *Phys. Rev. B* **82**, 104429 (2010).
12. P. K. Atanasova, S. A. Panayotova, E. V. Zemlyanaya, Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, *Lecture Notes in Computer Science* **11189**, 301 (2019).
13. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, М. (1985).
14. L. D. Landau and E. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
15. T. L. Gilbert, *IEEE Transactions on Magnetics* **40**, 3443 (2004).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, Т. I. Механика, 4-е изд., Наука, М. (1988).
17. R. Ghosh, M. Maiti, Y. M. Shukrinov, and K. Sengupta, *Phys. Rev. B* **96**, 174517 (2017).
18. Yu. M. Shukrinov, A. E. Botha, S. Yu. Medvedeva, M. R. Kollahchi, and A. Irie, *Chaos* **24**, 033115 (2014).
19. R. L. Kautz and R. Monaco, *J. Appl. Phys.* **57**, 875 (1985).
20. P. Mangin and R. Kahn, *Superconductivity: an introduction*, Co-publishing by Springer International Publishing AG, Cham, Switzerland and Grenoble Sciences, Grenoble Cedex 9, France (2017).
21. R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland, *New J. Phys.* **1(1)**, 16 (1999).
22. L. F. Yin, D. H. Wei, N. Lei, L. H. Zhou, C. S. Tian, G. S. Dong, X. F. Jin, L. P. Guo, Q. J. Jia, and R. Q. Wu, *Magnetocrystalline Anisotropy in Permalloy Revisited – PRL* **97**, 067203 (2006).
23. K. H. J. Buschow, *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials*, Elsevier Science, Amsterdam, Netherlands (2005).
24. Yu. M. Shukrinov, A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A. E. Botha, and A. Buzdin, *Europhys. Lett.* **122**, 37001 (2018).