

# Возможность управления прецессией намагниченности в шунтированном Фи-0-переходе

О. А. Кибардина<sup>1</sup>, Ю. М. Шукринов<sup>1,2,3</sup>, И. Р. Рахмонов<sup>1,2,3</sup>, С. А. Абдельмонейм<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Государственный университет Дубна, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup>Кафедра физики, факультет естественных наук, Университет Менофия, Шибин-эль-Ком, Египет

Управление магнитными свойствами Фи-0-перехода сегодня привлекает много внимания в связи с перспективами применения в сверхпроводниковой электронике и спинтронике. Нами исследована динамика Фи-0 джозефсоновского перехода, шунтированного LC-элементами. Показана возможность управления магнитной прецессией, в частности, продемонстрировано увеличение амплитуды магнитной прецессии в области параллельного резонанса. Показано, что этот эффект усиливается с увеличением параметров Фи-0-перехода, таких как спин-орбитальное взаимодействие, отношение джозефсоновской энергии к магнитной энергии и величина гильбертовского затухания.

## Введение

Аномальный эффект Джозефсона, заключающийся в возникновении фазового сдвига в ток-фазовом соотношении джозефсоновских переходов (ДП) с ферромагнитными слоями (F-слой), привлекает внимание как теоретиков, так и экспериментаторов в связи с возникновением возможности управления намагниченностью посредством сверхпроводящего тока [1, 2]. Такие ДП называют Фи-0-переходами, и они являются перспективными для задач сверхпроводниковой электроники и спинтроники. При этом фазовый сдвиг обусловлен взаимодействием сверхпроводящего тока с намагниченностью ферромагнетика и пропорционален величине спин-орбитальной связи в нецентросимметричных материалах с нарушенной симметрией относительно

обращения времени.

В настоящей работе нами рассмотрен способ управления намагниченностью с помощью шунтирования LC-элементами, который является одним из наиболее эффективных методов воздействия на резонансные свойства джозефсоновских структур, приводящих к появлению в системе дополнительных резонансов.

## Теоретическая модель

Сверхпроводящая разность фаз  $\varphi$  и вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  F-слоя являются двумя связанными динамическими переменными в ДП с тонким F-слоем. Динамика вектора намагниченности описывается уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта [1]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[ \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right], \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – гильбертовское затухание,  $M_0$  – намагниченность насыщения. Здесь  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  обозначает векторы эффективного магнитного поля, которое определяется выражением

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

где  $K$  – постоянная анизотропии,  $G$  – отношение джозефсоновской энергии к магнитной,  $r$  – параметр спин-орбитального взаимодействия.

Динамика джозефсоновской разности фаз описывается в рамках резистивной модели с учетом шунтирующих LC-элементов. В свою очередь, динамика образованного LC-контура описывается уравнением второго порядка для напряжения на шунтирующей емкости  $u_c$  [3].

Учитывая вышесказанное, можно написать следующую замкнутую систему уравнений для описания динамики Фи-0-перехода, шунтированного LC-контуром в нормированных величинах:

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2 m^2} \{-m_y m_z + Gr m_z \sin(\varphi - r m_y) - \\ &\quad - \alpha[m_x m_z^2 + Gr m_x m_y \sin(\varphi - r m_y)]\}, \\ \frac{dm_y}{dt} &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2 m^2} \{m_x m_z - \\ &\quad - \alpha[m_y m_z^2 - Gr(m_z^2 + m_x^2) \sin(\varphi - r m_y)]\}, \\ \frac{dm_z}{dt} &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2 m^2} \{-Gr m_x \sin(\varphi - r m_y) - \\ &\quad - \alpha[Gr m_y m_z \sin(\varphi - r m_y) - m_z(m_x^2 + m_y^2)]\}, \\ \frac{dV}{dt} &= I + \beta \left( \frac{d\varphi}{dt} - r \frac{dm_y}{dt} \right) - \sin(\varphi - r m_y) - C \frac{du_c}{dt}, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= V, \\ \frac{dU}{dt} &= \frac{1}{LC} (V - u_c), \\ \frac{du_c}{dt} &= U, \end{aligned}$$

где  $m_i$  – компоненты  $\mathbf{M}$ , нормированные на  $M_0$ ,  $\omega_F$  – собственная частота ферромагнитного резонанса,

$I$  – базовый ток,  $\beta$  – параметр диссипации ДП. В этой системе уравнений частота  $\omega_F$  нормирована на характеристическую частоту ДП  $\omega_c$ , время  $t$  на  $\omega_c^{-1}$ , напряжение  $V$  и  $u_c$  на  $V_c = \hbar \omega_c / 2e$ , базовый ток на критический ток. ДП с LC-элементами образуют резонансный контур с собственной частотой  $\omega_{rc} = \sqrt{(1 + C)/LC}$  [3].

## Результаты

На рис. 1 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ), рассчитанная при значениях параметров модели  $\alpha = 0,001$ ,  $G = 0,05$ ,  $r = 0,05$ ,  $\omega_F = 3$  и

$\beta = 0,1$ . Значения шунтирующей емкости и индуктивности равнялись  $C = 12,5$  и  $L = 0,12$ , что соответствует собственной частоте  $\omega_{rc} = 3$ . В процессе вычисления ВАХ для получения резонансной ветви, направления тока менялось несколько раз (двухпетлевая ВАХ). Изменение тока на рисунке обозначено буквами OABOCDEFBO.

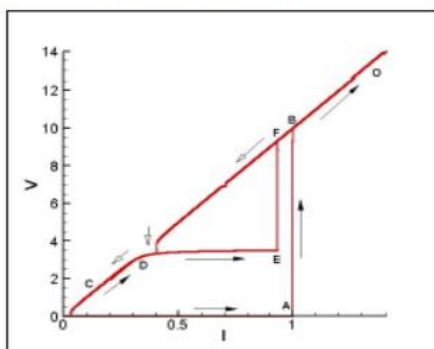


Рис. 1. ВАХ Фи-0-перехода, шунтированного LC-элементами при  $C = 12,5$ ,  $L = 0,12$ ,  $\omega_{rc} = 3$

На рис. 2 представлены ВАХ и зависимость амплитуды компоненты намагниченности  $m_y$  от внешнего тока, рассчитанные для  $\omega_F = 3$  и параметров шунтирования  $L = 0,2$  и  $C = 0,125$ , которым соответствует частота  $\omega_{rc} = 6,7$ . В этом случае реализуемые резонансы практически не влияют друг на друга.

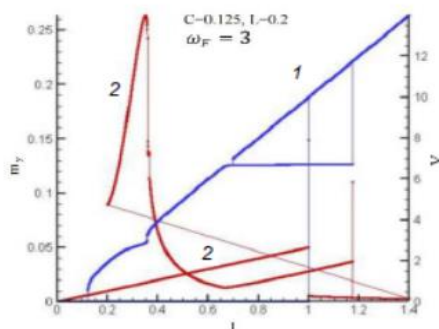


Рис. 2. ВАХ ( $I$ ) и зависимость амплитуды  $m_y$  ( $2$ ) от внешнего тока при  $L = 0,2$ ,  $C = 0,125$  ( $\omega_{rc} = 6,7$ ) и  $\omega_F = 3$

Как видно, в связи с реализацией ферромагнитного резонанса наблюдается рост амплитуды  $m_y$  и одновременно на ВАХ возникает резонансная ветвь, связанная с ферромагнитным резонансом при частоте  $\omega_F = 3$ . При частоте  $\omega_{rc} = 6,7$  реализуется параллельный резонанс в резонансном контуре, что приводит к возникновению на ВАХ соответствующей резонансной ветви. Интересным фактом является то, что в области параллельного резонанса наблюдается рост амплитуды  $m_y$ . Это связано с тем, что в области параллельного резонанса возникает независимый от времени сверхпроводящий ток и он растет по мере роста амплитуды напряжения в резонансном контуре. Рост сверхпрово-

дящего тока, в свою очередь, приводит к возникновению компоненты эффективного поля, которое определяет характер изменения намагниченности.

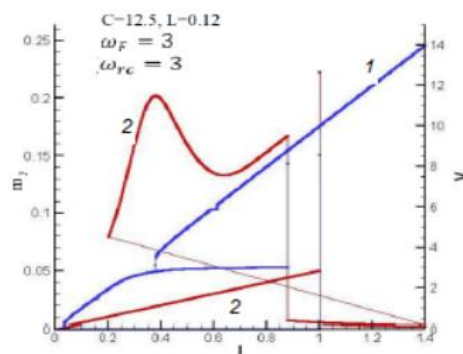


Рис. 3. ВАХ ( $I$ ) и зависимость амплитуды  $m_y$  ( $2$ ) от внешнего тока при  $L = 0,12$ ,  $C = 12,5$  ( $\omega_{rc} = 3$ ) и  $\omega_F = 3$

Данный эффект наблюдается, даже если частоты  $\omega_{rc}$  и  $\omega_F$  близки друг к другу. Например, на рис. 3 показаны ВАХ и зависимость амплитуды  $m_y$  от внешнего тока, рассчитанные при тех же значениях параметров модели  $L = 0,12$ ,  $C = 12,5$ , которым соответствует частота  $\omega_{rc} = 3$ . Видно, что и в этом случае резонанс в колебательном контуре приводит к росту  $m_y$ . Отметим, что смещение пика ферромагнитного резонанса от резонанса в LC-контуре связано с наличием гильбертовского затухания, т. е.

из-за наличия затухания ФМР реализуется при частоте, меньшей  $\omega_F = 3$ .

### Заключение

В заключении отметим, что нами показано влияние параллельного резонанса в резонансном контуре на динамику намагниченности в шунтированном Фи-0-переходе. Показано, что в результате реализации параллельного резонанса возникает независимый от времени сверхпроводящий ток и он растет по мере роста амплитуды напряжения в резонансном контуре. Рост сверхпроводящего тока, в свою очередь, приводит к возникновению компоненты эффективного поля, и это эффективное поле является причиной наклона намагниченности к оси  $y$ . Таким образом, нами продемонстрировано, что с помощью резонанса в LC-контуре можно управлять намагниченностью ферромагнитного слоя.

Полученные физические результаты поддержаны РФФ в рамках проекта № 22-42-04408. Численные расчеты проведены при финансовой поддержке РФФ в рамках проекта № 22-71-10022.

### Литература

1. F. Korschelle, A. Buzdin // Physical Review Letters. 102, 017001 (2009).
2. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta // Physical Review. B. 99(22), 224513 (2019).
3. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. V. Kulikov, and P. Seidel // Europhysics Letters. 110. 47001 (2015).