Исследование возможности параметрического резонанса в φ_0-джозефсоновском переходе

Д. А. Кокаев[1,2]*, И. Р. Рахмонов[1]

[1]Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Московская обл., 141980
[2]Университет «Дубна», ул. Университетская, 19, Дубна, Московская обл., 141982
*kokaev@jinr.ru

Аномальный эффект Джозефсона, заключающийся в возникновении фазового сдвига φ_0 в ток-фазовом соотношении гибридных джозефсоновских структур, состоящих из сверхпроводников и магнетиков, приводит к возникновению конечного сверхпроводящего тока при нулевой джозефсоновской разности фаз [1, 2]. Такие структуры известны в литературе как φ_0-переходы, и они являются перспективными объектами сверхпроводниковой электроники и спинтроники [1]. Резонансные свойства φ_0-переходов были рассмотрены в работах [3–5], где были продемонстрированы реализация линейного ферромагнитного резонанса [3], свойства нелинейного осциллятора Даффинга [4] и проявление свойств маятника Капицы [5]. В настоящей работе нами впервые продемонстрирована возможность реализации параметрического резонанса в φ_0-переходах.

В φ_0-переходе динамика намагниченности ферромагнитного слоя $\mathbf{M}$ описывается уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H_{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0}\left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}\right],$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – гильбертовское затухание, а M_0 – значение насыщения намагниченности, т. е. модуль вектора $\mathbf{M}$. Здесь $\mathbf{H_{eff}}$ обозначает вектор эффективного магнитного поля, который определяется выражением

$$\mathbf{H} = \frac{K}{M_0}\left[Gr\sin\left(\varphi - r\frac{M_y}{M_0}\right)\mathbf{e_y} + \frac{M_z}{M_0}\mathbf{e_z}\right],$$

где K – постоянная анизотропии, G – отношение джозефсоновской энергии к магнитной, φ – джозефсоновская разность фаз, r – параметр спин-орбитального взаимодействия, $\mathbf{e_y}$ и $\mathbf{e_z}$ – единичные векторы.

Рассмотрим динамику φ_0-перехода при больших значениях $G \gg 1$ и при отсутствии диссипации $\alpha = 0$. В этом случае легкая ось намагниченности переориентируется к оси y [5]. Отметим, что для удобства будем рассматривать уравнения в нормированных величинах. В связи с этим можно полагать, что $m_y = \text{const} \approx 1$, а $m_x \ll 1$ и $m_z \ll 1$, где m_i – компонента намагниченности нормированная на M_0 ($i = x, y, z$). Предполагаем, что частота Джозефсона ω_J фиксирована и разность фаз линейно зависит от времени $\varphi = \omega_J t$, тогда уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта в нормированных величинах можно свести к

$$\frac{d^2 m_x}{dt^2} - \omega_F^2 Gr\sin(\omega_J t - r)\left[1 - Gr\sin(\omega_J t - r)\right]m_x + \frac{\omega_J Gr\cos(\omega_J t - r)}{1 - Gr\sin(\omega_J t - r)}\frac{dm_x}{dt} = 0,$$

$$\frac{d^2 m_z}{dt^2} - \omega_F^2 Gr\sin(\omega_J t - r)\left[1 - Gr\sin(\omega_J t - r)\right]m_z + \omega_J\cot(\omega_J t - r)\frac{dm_z}{dt} = 0,$$

где ω_F – частота ферромагнитного резонанса в линейном приближении. Видно, что собственная частота этой системы равна $\omega_0 = \omega_F\sqrt{Gr\sin(\omega_J t - r)\left[1 - Gr\sin(\omega_J t - r)\right]}$, что зависит от времени и является периодической функцией. Хорошо известно, что основным условием реализации параметрического резонанса является периодическое поведение параметра системы и в результате собственная частота системы тоже меняется периодически. Следовательно, полученное выражение для собственной частоты показывает, что в φ_0-переходе возможна реализация параметрического резонанса.

Таким образом, нами исследованы фазовая динамика и резонансные свойства φ_0-перехода типа сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник. Продемонстрировано, что в определенных пределах значений параметров модели возможна реализация параметрического резонанса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 22-71-10022.

1. Ю.М. Шукринов. Аномальный эффект Джозефсона // УФН. 2022. Т. 192. С. 345–385.
2. F. Konschelle, A. Buzdin // Physical Review Letters, 102, 017001 (2009).
3. Yu.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, and K. Sengupta // Physical Review B, 99, 224513 (2019).
4. A. Janalizadeh, I.R. Rahmonov, S.A. Abdelmoneim, Yu.M. Shukrinov and M.R. Kolahchi // Beilstein J. Nanotechnology, 13, 1155–1166 (2022).
5. Yu.M. Shukrinov, A. Mazanik, I.R. Rahmonov, A.E. Botha and A. Buzdin // EPL, 122, 370012 (2018).