Резонансные моды торцевого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц

А.В. Самохвалов,
Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Выполнены расчеты резонансов Фиске в коротком джозефсоновском контакте на стыке тонких сверхпроводящих пленок, помещенный в периодическое поле цепочки магнитных наночастиц. Рассмотрены эффекты соизмеримости, обусловленные взаимодействием волны плотности джозефсоновского тока с резонансными высокочастотными электромагнитными модами контакта в присутствии периодической модуляции разности фаз, создаваемой магнитными частицами.

Экспериментальные исследования взаимодействия массива магнитных частиц с джозефсоновским переходом, показали наличие в такой гибридной системе явно выраженных эффектов соизмеримости, обусловленных взаимным влиянием магнитной (F) и сверхпроводящей (S) подсистем друг на друга [1]. При отсутствии эффекта близости между сверхпроводником и ферромагнетиком, дальнодействующее взаимодействие между F и S подсистемами осуществляется через поля рассеяния магнитных и вихревых структур [2]. Создаваемое частицами неоднородное магнитное поле частично проникает в сверхпроводник и область слабой связи, и вызывает модуляцию калибровочно-инвариантной разности фаз на переходе $\varphi(r)$, что приводит к особенностям квантовой интерференции [1,3]. Хорошо известно, что периодическая решетка амплитудных дефектов в области слабой связи существенно влияет на динамические свойства джозефсоновского перехода: на ВАХ контакта возникают дополнительные особенности (ступеньки) при резонансном взаимодействии плазменных волн и движущейся цепочки вихрей [4]. По аналогии, следует ожидать, что и периодическая модуляция разности фаз заметно меняет условия резонансного взаимодействия волны плотности сверхтока с электромагнитными модами контакта. В данной работе теоретически изучено влияние цепочки магнитных частиц на высокочастотные свойства торцевого джозефсоновского контакта.

Рассмотрим короткий джозефсоновский переход на стыке двух тонких сверхпроводящих пленок, толщина которых d много меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ, помешенный в периодическое поле цепочки точечных магнитных диполей $\mathbf{M} = M\,\mathbf{y}_0$, как показано на рис.1. Предполагая, что полный ток через переход складывается из сверхтока $I_c \sin(\varphi)$, нормального тока V/R и тока смещения $C\,dV/dt$ получим следующее уравнение для разности фаз $\varphi(r,t)$:

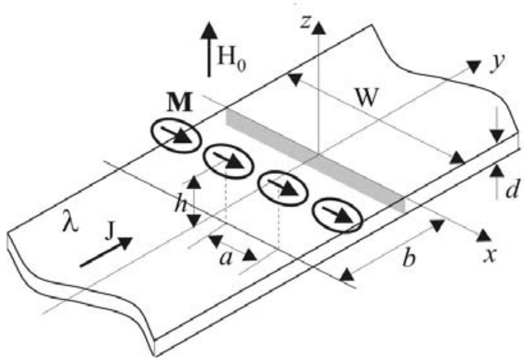

Рис. 1. Схема джозефсоновского перехода с цепочкой магнитных частиц.

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left[\int dq\ e^{-iqx}\,\phi(q,t)\,Q(q)\right] + \gamma^M(x) =$$
$$= \varepsilon\left[\sin\varphi + \partial^2\varphi/\partial t^2 + \alpha\,\partial\varphi/\partial t - \gamma_b\right], \quad (1)$$
$$Q(q) = \frac{4}{\pi^2\sqrt{4q^2-1}}\operatorname{arctg}\left(\frac{\sqrt{4q^2-1}}{1+2|q|}\right),$$

записанное в безразмерных переменных: $x \to x/\Lambda$, $t \to \omega_J t$. Здесь $\Lambda = \lambda^2/d$ - эффективная глубина проникновения, определяющая экранирующие свойства тонкой пленки сверхпроводника, а $\omega_J = (2eI_c/\hbar C)^{1/2}$ - характерная плазменная частота перехода. Параметр $\alpha = \beta_c^{-1/2}$ описывает затухание электромагнитных волн в переходе и может быть выражен через параметр МакКамбера-Стюарта β_c. Интегральное слагаемое в (1), где $\phi(q,t) = \int \varphi(x,t)\exp(iqx)$, учитывает нелокальную связь между током и разностью фаз в торцевом переходе, обычную для подобных пленочных систем [5]. Безразмерный коэффициент $\varepsilon = \Lambda\lambda/\lambda_J^2$ характеризует экранирующие свойства перехода, а $\gamma_b = I_b/j_c dW$ определяется внешним током I_b. Слагаемое $\gamma^M(x)$ описывает влияние магнитных частиц на переход, и для рассматриваемой геометрии может быть записано в виде:

$$\gamma^M(x) = 4\pi\mu\sum_{n=1}^{\infty} G_n\cos(nq_a x),\ q_a = \frac{2\pi}{a},\ \mu = \frac{M}{\Phi_0\Lambda}. \quad (2)$$

Выражения для амплитуд пространственных гармоник G_n и детали их вычисления приведены в работе [3]. Поскольку амплитуды G_n достаточно быстро спадают с ростом номера n, в дальнейшем ограничимся гармонической зависимостью $\gamma^M(x)$, оставляя в (2) только слагаемое с $n=1$.

В предельном случае абсолютно непрозрачного перехода ($\varepsilon = 0$) из (1) легко определить распределение разности фаз $\varphi^M(x)$, индуцируемое в переходе магнитным полем цепочки магнитных частиц:

$$\varphi^M(x) = \varphi_a \cos(q_a x), \quad \varphi_a = 2\mu G_1 / q_a^2\, Q(q_a). \quad (3)$$

Выполненные в [3] расчеты максимального сверхтока I_m через контакт показали, что в присутствии магнитных частиц зависимость I_m от внешнего магнитного поля меняется качественно: на фраунгоферовой картине появляются дополнительные максимумы, если магнитный поток эффективного поля H_0 через элементарную ячейку $S_a = 2\Lambda \times a$ равен целому числу квантов магнитного потока Φ_0:

$$f_a = \Phi_a / \Phi_0 = 1{,}2\ldots, \quad \Phi_a = H_0 S_a. \quad (4)$$

Для анализа динамических свойств короткого джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц представим решение уравнения (1) в виде:

$$\varphi(x,t) = \omega t + \kappa x + \varphi^M(x) + \psi(x,t), \quad (5)$$

где частота $\omega = \gamma_b / \alpha$ определяется средним напряжением на контакте V_0 ($\omega = 2eV_0 / \hbar\omega_J$), а $\kappa = 2\pi\Lambda^2 H_0 / \Phi_0$ - пространственный масштаб волны джозефсоновско тока: $j \sim \sin(\kappa x)$. Полагая, что возмущение $\psi(x,t)$ мало из-за низкой добротности контакта ($\omega / \alpha \sim 1$), получим следующее уравнение относительно $\psi(x,t)$:

$$\begin{aligned}\varepsilon^{-1}\int dq\ \mathrm{e}^{-iqx}\,\psi_{xx}(q,t)\,Q(q) - \psi_{tt}(x,t) - \alpha\psi_t(x,t)\\ = \sin\big(\omega t + \kappa x + \varphi_a \cos(q_a x)\big)\end{aligned} \quad .(6)$$

Решение (6), удовлетворяющее граничным условиям $\partial\psi(0,t)/\partial x = \partial\psi(w,t)/\partial x = 0$ следует искать, раскладывая $\psi(x,t)$ по нормальным модам перехода $q_l = l\pi / w$, где $w = W/\Lambda = m\cdot a,\ m = 1{,}2\ldots$:

$$\psi(x,t) = \mathrm{Im}\left\{\sum_l P_l\, \mathrm{e}^{i\omega t} \cos(q_l x)\right\}.. \quad (7)$$

Постоянный ток через джозефсоновский контакт I_{DC} как функция напряжения V_0 и магнитного поля H_0 определяется выражением

$$I_{DC} = I_0\left[\alpha\omega + \left\langle \overline{\psi(x,t)\cos(\omega t + \kappa x + \varphi_a \cos q_a x)} \right\rangle\right],$$

в котором следует выполнить усреднение по координате и времени. Окончательно можно получить следующее выражение, для ВАХ торцевого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц:

$$\frac{I_{DC}}{I_0} = \alpha\omega\left(1 + \frac{1}{4}\sum_l \frac{|F_l|^2}{(\omega^2 - \omega_l^2)^2 + \alpha^2\omega^2}\right), \quad (8)$$

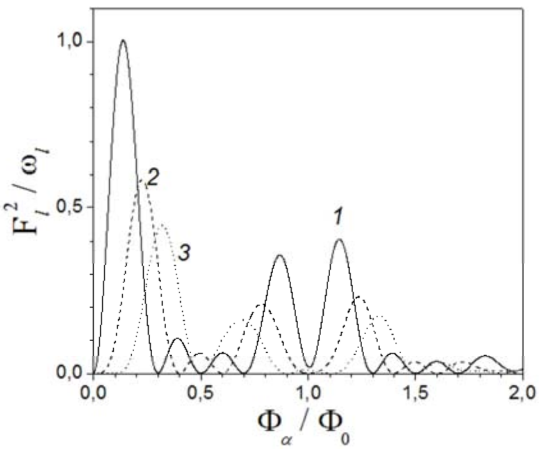

Рис. 2. Зависимость амплитуды ступеньки $|F_l|^2 / \omega_l$ от величины магнитного потока $f_a = \Phi_a / \Phi_0$. Цифрой указан порядковый номер ступеньки $l = 1 \div 3$.

где $I_0 = j_c W d$, а зависящий от внешнего магнитного поля фактор F_l определяется выражением

$$F_l = \frac{2}{w}\int_0^w dx \cos(q_l x)\, \mathrm{e}^{i\kappa x + i\varphi_a \cos q_a x}.$$

При фиксированной величине внешнего поля H_0 выражение (8) представляет собой сумму лоренцевых линий с центрами при напряжениях

$$V_l = \left(\frac{\hbar\omega_J}{2e}\right)\omega_l, \quad \omega_l = q_l\sqrt{\frac{2\pi Q(q_l)}{\varepsilon}},\ l = 1{,}2\ldots. \quad (9)$$

Заметим, что спектр линий неэквидистантный, что отражает специфические особенности дисперсии электромагнитных мод торцевого контакта. Зависимость амплитуды l-ступеньки от внешнего магнитного поля определяется фактором F_l и представлена на рис.2.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№03-02-16774) и программы РАН «Квантовая макрофизика».

1. A. Y. Aladyshkin, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, et al., JMMM 258-259, 406 (2003).

2. I. F. Lyuksyutov and V. Pokrovsky, Phys. Rev. Lett. 81, 2344 (1998).

3. А. В. Самохвалов, Письма в ЖЭТФ 78, 822 (2003).

4. А. А. Голубов, И. Л. Серпученко, А. В. Устинов, ЖЭТФ 94, 297 (1988); R. Fehrenbacher, V. Geshkenbein, and G. Blatter, Phys. Rev. B 45, 5450 (1992); M. Itzler and M. Tinkham, Phys. Rev. B 51, 435 (1995); B. Malomed and A. Ustinov, Phys. Rev. B 41, 254 (1990).

5. Ю. М. Иванченко, Т. К. Соболева, ФТТ 32, 2029 (1990); V. G. Kogan, V. V. Dobrovitski, J.R. Clem, et al., Phys. Rev. B 63, 144501 (2001).