Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 1, стр. 22 – 25 *10 июля 1984 г.*

ЗАКРЕПЛЕНИЕ СОЛИТОНОВ АБРИКОСОВСКИМИ ВИХРЯМИ В РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТАХ

Л.Г.Асламазов, Е.В.Гурович

Показано, что в распределенном джозефсоновском контакте наличие абрикосовского вихря в сверхпроводящей пленке приводит к новому типу возмущения синус уравнения Гордона. Такая неоднородность позволяет различать полярность солитонов и приводит к ряду физических эффектов, которые можно наблюдать экспериментально.

В последнее время проявляется большой интерес к исследованию распределенных джозефсоновых контактов (РДК), в которых могут распространяться кванты магнитного потока – солитоны. Для закрепления солитонов в таких контактах используются микрозакоротки [1] и микросопротивления [2]. В настоящей работе рассмотрено влияние на движущиеся солитоны квантов потока, локализованных в сверхпроводнике (например, абрикосовских вихрей (АВ), запиннингованных с помощью искусственно созданных неоднородностей).

Такой способ управления солитонами обладает рядом преимуществ – можно различать полярность солитонов, а также легко создавать и уничтожать управляющие центры.

РДК является одной из многих физических систем достаточно хорошо описываемых синус уравнением Гордона (SG), в котором неоднородности контакта приводят к появлению добавочного члена. В присутствии АВ уравнение на разность фаз параметра порядка φ в сверхпроводниках имеет вид

$$\varphi_{tt} - \varphi_{xx} + \sin\varphi = -\alpha\varphi_t - \gamma - \sum_i \eta_i \delta_x (a_i - x)$$
$$\eta_i = 2\pi e^{-\kappa b_i}, \tag{1}$$

где координата x, вдоль которой распространяются солитоны, измеряется в единицах джозефсоновской глубины проникновения λ_J, время t измеряется в единицах обратной джозефсоновской плазменной частоты; индексы x и t означают дифференцирование по соответствующим переменным.

Первый член в правой части описывает диссипацию, связанную с протеканием через контакт нормального тока, второй член – однородно распределенный ток (ток смещения); третий член соответствует возмущению, создаваемому АВ, расположенными в сверхпроводнике в точках с координатами a_i на расстояниях b_i от плоскости контакта (оси вихрей перпендикулярны оси x и параллельны плоскости контакта); параметр $\kappa = (\lambda_J/\lambda_L) >> 1$, где λ_L – лондоновская глубина проникновения.

Возмущение в уравнении SG, вызываемое АВ, обусловлено поверхностными токами, которые приводят к дополнительному градиенту фазы в сверхпроводнике [3]. Эти токи локализованы в области $\Delta x \sim \lambda_L$, около вихря, размер которой гораздо меньше характерного масштаба изменение фазы λ_J у солитона. Поэтому распределение поверхностных токков можно моделировать δ-функцией, а в уравнении на фазу появляется ее производная. Модифицированное уравнение SG такого вида исследуется впервые.

Физический смысл возмущения становится особенно ясным, если представить уравнение (1) в виде гамильтоновой системы. Тогда в гамильтониане появляется дополнительный член

$$\mathcal{H}^P(\varphi) = \int \eta\delta(a-x)\varphi_x dx = 2\pi\varphi_x(a)e^{-\kappa b}, \tag{2}$$

который в соответствующих единицах совпадает с энергией АВ в магнитном поле солитона в лондоновском приближении.

Для исследования динамики отдельного солитона в РДК при наличии АВ, воспользуемся теорией возмущений, развитой в [4]. Для координаты центра солитона $X(t)$ и его скорости $u(t)$ получаем из уравнения (1) автономную систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$X_t = u + \frac{\eta u}{4}\operatorname{sch}(X/\sqrt{1-u^2})\left[1 - \frac{X \operatorname{th}(X/\sqrt{1-u^2})}{\sqrt{1-u^2}}\right]$$
$$u_t = \frac{\eta}{4}\sqrt{1-u^2}\operatorname{th}(X/\sqrt{1-u^2})\operatorname{sch}(X/\sqrt{1-u^2}) + \frac{\pi\gamma}{4}(1-u^2)^{3/2} - \alpha u(1-u^2), \tag{3}$$

где знак η определяется полярностью солитона по отношению к АВ ($\eta > 0$ при одинаковых полярностях), а знак γ – направлением тока смещения.

В простейшем случае отсутствия диссипации и тока смещения $(\alpha = \beta = 0)$ система (3) полностью интегрируется. Инфинитные траектории на фазовой плоскости (u, X) определяются формулой

$$X(u) = \pm\sqrt{1-u^2}\operatorname{Ars\,ch}\left(\frac{4}{\eta}\left[\left(\frac{1-u^2}{1-u_\infty^2}\right)^{1/2} - 1\right]\right), \tag{4}$$

где u_∞ – скорость солитона на бесконечности. В случае притяжения солитона к АВ ($\eta <$ < 0) имеются также предельные циклы, для которых приведем связь скорости в положении равновесия u_{max} и максимального отклонения X_{max} от положения равновесия

$$u^2_{max} = \frac{\eta}{4}(1 - \operatorname{sch} X_{max}). \tag{5}$$

Как видно из формул (4 – 5) в зависимости от полярности солитона и его начальной скорости возможны три типа движения: отражение φ^+-солитона от вихря ($\eta > 0, u_\infty <$ $< \sqrt{\eta/2}$), колебания φ^--солитона около вихря ($\eta < 0$, $u_\infty = 0$), уход солитонов по другую сторону от вихря (в остальных случаях).

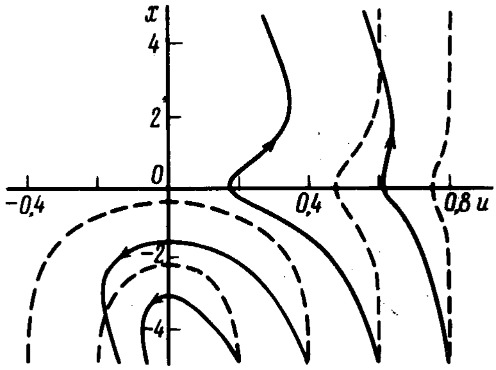

Рис. 1

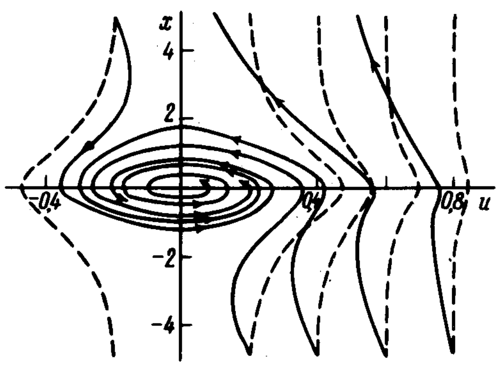

Рис. 2

Рис. 1. Фазовая траектория движения φ^+-солитона при $\gamma = 0; \alpha = 0; \eta = 0{,}4$; (пунктирная линия) и при $\gamma = 0$; $\alpha = 0{,}05$; $\eta = 0{,}4$ (сплошная линия)

Рис. 2. Фазовая траектория движения φ^--солитона при $\gamma = 0; \alpha = 0; \eta = 0{,}4$; (пунктирная линия) и при $\gamma = 0; \alpha = 0{,}05$; $\eta = 0{,}4$ (сплошная линия)

При наличии диссипации и тока смещения система уравнения (3) решается численно на ЭВМ. При этом опять имеется существенное отличие в динамике солитонов разной полярности. На рис. 1 показаны различные фазовые траектории для φ^+-солитона, а на рис. 2 для φ^--солитона. Как видно диссипация приводит к закреплению φ^--солитона, в то время как характер движения φ^+ -солитона существенно не меняется. При наличии тока смещения может также произойти закрепление φ^+ -солитона. Однако, точка закрепления находится вдали от АВ (при малых значениях γ). Координаты X_0 точек закрепления в общем случае находятся из уравнения

$$\frac{\pi\gamma}{\eta} + (\operatorname{th} X_0)(\operatorname{sch} X_0) = 0. \tag{6}$$

Критическое значение тока смещения, при котором закрепление солитонов становится невозможным, $\gamma_c = \eta/2\pi$.

В гармоническом приближении можно определить частоты колебаний около положения равновесия

$$\Omega^2 = \frac{\eta}{4} \operatorname{sch} X_0 (\operatorname{th}^2 X_0 - \operatorname{sch}^2 X_0). \tag{7}$$

В зависимости от знака η имеются две существенно различные ветви спектра, соответствующие колебаниям φ^+- и φ^--солитонов (рис. 3).

Для возбуждения колебаний можно пользоваться импульсом тока смещения, который приводит к появлению у солитона начальной скорости. При этом максимальное отклонение от положения равновесия при отсутствии тока смещения можно рассчитать по формуле (5). Отметим также, что АВ может расщеплять бризеры, распространяющиеся в РДК.

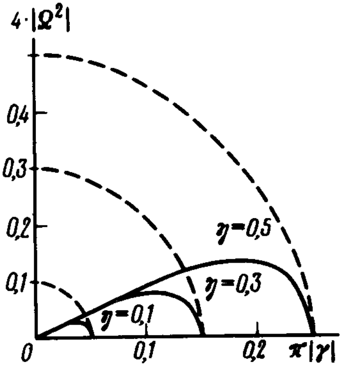

Рис. 3. Зависимость квадрата частоты колебаний Ω^2 φ^--солитона (пунктирная линия) и φ^+-солитона (сплошная линия) от значений тока смещения γ при различных значениях η

Все описанные выше эффекты можно обнаружить экспериментально в РДК конечной длины на основе методик, позволяющих регистрировать отражение солитона от концов контакта [5], фиксировать момент прохождения солитоном АВ с помощью двух датчиков, расположенных по обе стороны от последнего [6] или непосредственно анализировать выходной сигнал на ЭВМ [7]. При этом необходимо учитывать изменение полярности солитона, которое обычно происходит при отражении от конца линии.

АВ можно закрепить с помощью локального понижения параметра порядка, например, напыляя на сверхпроводящую пленку в определенных местах слой нормального металла (используя эффект близости). Если создать локальное утоньшение пленки и пустить по ней ток, то увеличение плотности тока в этом месте приводит к возмущению тока через контакт также описываемом уравнением (1).

Авторы благодарны А.А.Абрикосову, В.Н.Губанкову, В.А.Кошельцу, А.И.Ларкину и А.Т.Филиппову за ценное обсуждение полученных результатов.

Литература

1. Солитоны в действии. М.: Мир, 1981.
2. *Гальперн Ю С., Филиппов А.Т.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 470.
3. *Денисов Ю.П.* ФТТ, 1979, **18**, 119.
4. *McLaughlin D.W., Scott A.C.* Appl. Phys. Lett., 1977, **30**, 545.
5. *Dueholm B., Levring O.A., Mygind J., Pedersen N.F., Soerensen O.H., Cirillo M.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 1299.
6. *Scott A.C., Chu F.Y.F., Reble S.A.* Journ. Appl. Phys., 1976, **47**, 3242.
7. *Matsuda A., Kawakami T.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 694.

Поступила в редакцию
24 мая 1984 г.

Институт стали и сплавов