Необратимая магнитная динамика и самоорганизация критического состояния в дискретных сверхпроводниках

С.Л.Гинзбург, Н.Е.Савицкая

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН, 188300, Гатчина, Россия.

Проведенные в последнее время эксперименты по изучению критического состояния сверхпроводников и решеток джозефсоновских контактов (см. обзор [1]) показали, что в данных системах возможна лавинообразная динамика. В связи с этим, в названных работах проводятся параллели с явлением самоорганизованной критичности (СОК)[2].

Однако в работах, посвященных магнитной динамике сверхпроводников, не было сделано попытки связать явления, наблюдаемые в сверхпроводниках и самоорганизованную критичность, исходя из уравнений, описывающих сверхпрводники и модели самоорганизованных систем.

В настоящей работе мы рассматриваем такую связь на простом примере случайной решетки джозефсоновских контактов, которая является большим дискретным джозефсоновским контактом. Данная система представлена на рисунке 1. Контакты расположены вдоль оси x, расстояние между i-ым и (i+1)-ым контактами является случайной величиной b_i. Система бесконечна по оси y и помещена в медленно меняющееся магнитное поле H_{ext}, также направленное вдоль оси y.

Такая решетка описывается системой уравнений для калибровочно-инвариантной разности фаз на контактах φ_i:

$$V\sin\varphi_i + \tau\frac{\partial\varphi_i}{\partial t} = [J_i\varphi_{i+1} - (J_i + J_{i-1})\varphi_i + J_{i-1}\varphi_{i-1}];$$

$$i \neq 1, N$$

$$V\sin\varphi_1 + \tau\frac{\partial\varphi_1}{\partial t} = [J_1\varphi_2 - J_1\varphi_1] - h_{ext}; \qquad (1)$$

$$V\sin\varphi_N + \tau\frac{\partial\varphi_N}{\partial t} = [-J_{N-1}\varphi_N + J_{N-1}\varphi_{N-1}] + h_{ext}$$

$$V = \frac{16\pi^2 al\lambda_L j_c}{\Phi_0};\ \tau = \frac{8\pi\ al\lambda_L}{\rho};\ J = \frac{a}{b_i};$$

$$h_{ext} = \frac{4\pi\lambda_L a}{\Phi_0}H_{ext}$$

где a — среднее расстояние между контактами, ρ — поверхностное сопротивление контакта, Φ_0 –квант потока, λ_L — лондоновская глубина проникновения, l — размер контакта, j_c — плотность критического тока контактов.

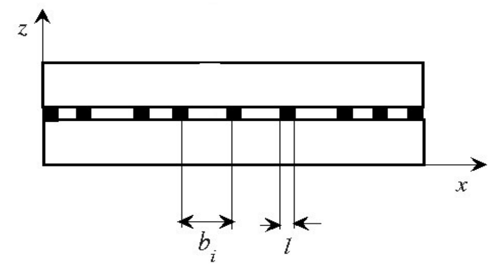

Рис.1 Сечение решетки джозефсоновских контактов плоскостью (x,z)

Основным параметром, определяющим магнитную динамику системы является величина V. В случае V>>1 уравнения (1) эквивалентны алгоритмам, описывающим системы с самоорганизацией [3].

Мы исследовали описанную решетку методом компьютерного моделирования при различных значениях параметра V.

Для всех рассмотренных значений параметра V, через некоторое время система достигала состояния, которое представляло собой набор метастабильных состояний. После очередного возмущения в системе возникала лавина, которая переводила ее в следующее метастабильное состояние. Лавина в этом случае представляла собой вхождение в решетку большого числа квантов магнитного потока и его распределение по ячейкам. В результате в системе наблюдался всплеск напряжения и изменялся полный магнитный поток.

Для каждой лавины мы вычисляли интегральное напряжение за время лавины по правой части решетки:

$$u_n = \frac{\Phi_0}{2\pi M}\sum_{i=M+2}^{N}(\varphi_i(t_{en}) - \varphi_i(t_{bn}));$$

где M=(N-1)/2; t_{bn}, t_{en} — времена начала и конца n-ой лавины.

Заметим, что интегральное напряжение за время лавины является аналогом размера лавины — основной характеристики систем с самоорганизацией [2].

Также мы изучали полный магнитный поток в системе, величину, которая обычно измеряется экспериментально [5] и определяется формулой:

$$\Phi_n(t) = \frac{\Phi_0}{2\pi}(\varphi_N(t) - \varphi_1(t));$$

а также изменение этой величины за время лавины:

$\Delta\Phi_n = \Phi_n(t_{en}) - \Phi_n(t_{bn});$

На рисунке 2 представлены плотности вероятности напряжений и скачков полного магнитного потока для решетки контактов при V=40 и с коэффициентами J равномерно распределенными в интервале [1,1.5]. Как распределение интегрального напряжения, так и распределение скачков полного потока являются степенными функциями, что показывает, что критическое состояние системы является самоорганизованным.

Далее мы рассмотрели плотности вероятности напряжения и скачков полного магнитного потока для V=1.2 и V=0.6 и коэффициентов J, распределенных в интервале от 1 до 1.5. Результаты представлены на рисунках 3, 4. Из рисунка 3 видно, что при V=1.2 распределение интегрального напряжения уже не является степенным, а сама величина может становиться отрицательной. В то же время скачки полного потока магнитного поля демонстрируют степенное распределение. При дальнейшем уменьшении параметра V (рисунок 4) распределение скачков магнитного потока продолжает подчиняться степенному закону, в то время как интегральное напряжение оказывается знакопеременной величиной.

Таким образом, в работе, исходя из первых принципов, показано, что в дискретном сверхпроводнике может реализовываться состояние, подобное самоорганизованному критическому состоянию. Основной характеристикой возникающего состояния является изменение полного магнитного потока при переходе системы от одного метастабильного состояния к другому. При определенной разупорядоченности системы распределение скачков потока становится степенным.

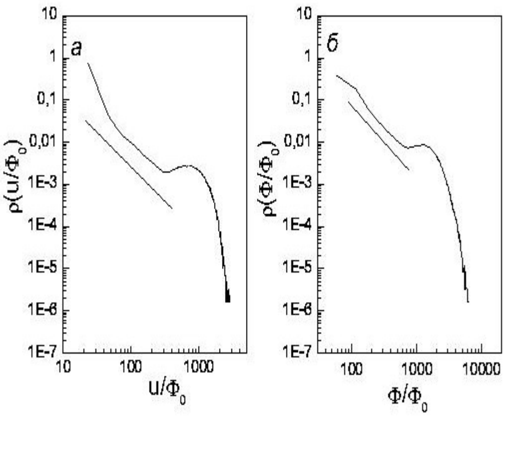

Рис. 2.Плотности вероятности интегрального напряжения и скачков магнитного потока для случая V=40, N=501 и $\Delta J = 0.5$. Наклон фитирующей прямой на рисунке а) $\alpha = -1.32$, на рисунке б) $\alpha = -1.1$.

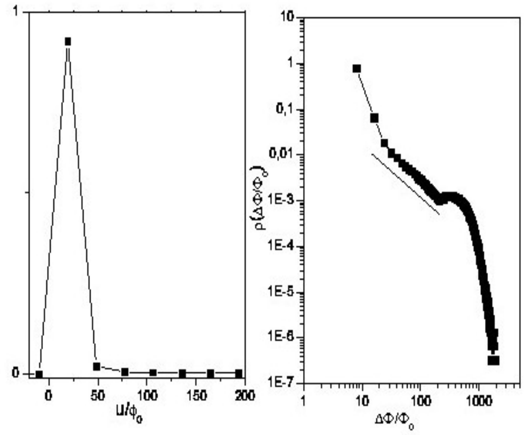

Рис. 3 Плотности вероятности интегрального напряжения и скачков магнитного потока для случая V=1.2. Наклон фитирующей прямой $\alpha = -1.26$

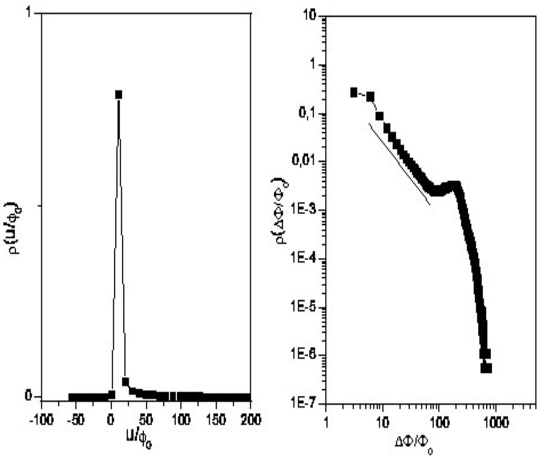

Рис. 4. Плотности вероятности интегрального напряжения и скачков магнитного потока для случая V=0.6. Наклон фитирующей прямой $\alpha = -1.59$

1. E. Altshuler, T. N. Johansen, Rev.Mod.Phys. 76, 471 (2004)

2. P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys.Rev.Lett. 59, 381 (1987).

3. S. L. Ginzburg, N. E. Savitskaya, Jornal of Low Temperature Physics 130, 333 (2003).

4. С.М. Ишикаев, Э.В. Матизен, В.В. Рязанов, В.А. Обознов, А..В. Веретенников, Письма в ЖЭТФ 72, 39 (2000).