

СТАТИСТИКА ЛАВИН В СОСТОЯНИИ САМООРГАНИЗОВАННОЙ КРИТИЧНОСТИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ РЕШЕТКИ

Э. В. Матизен, В. Г. Мартынец*, П. П. Безверхий

Институт неорганической химии им. А. В. Николаева Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Подробно исследованы лавины магнитного потока в джозефсоновских решетках (J -решетки) с туннельными переходами сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS) при ее намагничивании при температуре ниже приблизительно 5 К. Лавины носят стохастический характер и возникают, когда глубина λ проникновения магнитного поля в решетку сравнивается с длиной a ребра J -решетки при понижении температуры. Представлены статистические свойства таких лавин. Распределение лавин по их величине носит степенной характер с отрицательным нецелым показателем порядка единицы, что свидетельствует о достижении состояния самоорганизованной критичности (self-organized criticality, SOC). J -решетки с переходом сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник (SNS) SOC не обнаруживают.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе исследуется статистика лавин магнитного потока, которые возникают при температурах жидкого гелия в больших регулярных джозефсоновских решетках (J -решетки) с переходами сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS-решетки) в состоянии самоорганизованной критичности.

Несмотря на то что джозефсоновские структуры исследуются не один десяток лет, магнитный отклик регулярных J -решеток различной геометрии и с различными джозефсоновскими переходами, фактически, экспериментально мало изучен. В результате наших предыдущих экспериментов по измерению зависимости магнитного момента J -решеток [1–3] от магнитного поля и температуры были обнаружены три явления.

1. На петлях магнитного гистерезиса при понижении температуры наряду с наблюдаемыми регулярными пиками возникают резкие беспорядочные изменения магнитного момента, что соответствует лавинам магнитного потока, распределение которых по размерам носит степенной характер. Это позволяет считать, что J -решетка перешла в состояние самоорганизованной критичности.

2. SOC возникает в SIS-решетках и не возникает в случае решетки с переходами сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник (SNS-решетка).

3. На петлях гистерезиса SNS-решетки при возрастании внешнего поля по абсолютной величине возникают регулярные пики, которые соответствуют вхождению флюксонов (квантов магнитного потока) по одному в каждую ячейку. При обратном ходе (уменьшение внешнего поля по абсолютной величине) пики отсутствуют, флюксоны покидают решетку беспорядочно, по-видимому, происходит плавление прежней структуры флюксонов.

Первое явление было теоретически объяснено в работах [4, 5]. Физический смысл второго и третьего явлений, к сожалению, пока непонятен.

В настоящей работе приводятся новые результаты измерений магнитного момента SIS-решетки треугольной конфигурации, в отличие от исследованных прежде решеток с квадратной конфигурацией. В этой решетке при понижении температуры (ниже приблизительно 5 К) также наблюдаются лавины магнитного потока. Получен достаточно большой массив данных по лавинам для определения их различных статистических характеристик.

Джозефсоновская решетка, находящаяся в магнитном поле, обладает большим числом энергетических состояний. В ее ячейках располагаются флюк-

*E-mail: mart@niic.nsc.ru

соны — кванты магнитного потока. Флюксоны могут входить в ячейки, а также выходить из них. Распределение магнитного момента в решетке от ее краев к центру, напоминает яму (при входе флюксонов) или горку (при их выходе). Градиент магнитного момента в решетке (наклон стенки ямы) определяет критический кольцевой ток решетки — решетка приобретает определенный магнитный момент. При изменении магнитного поля происходит изменение расположения флюксонов в ячейках, но так, чтобы в среднем сохранялся ток, равный критическому. При повышенных температурах, выше 5–6 К, на кривой магнитного гистерезиса появляются равномерные пики, разделенные полем, равным

$$B = \Phi_0/S$$

или

$$\Delta H = \Phi_0/a^2 \approx 52 \text{ мЭ},$$

где Φ_0 — квант магнитного потока, a — период решетки. Это означает, что при увеличении поля средние токи в решетке и в ячейках возрастают до тех пор, пока одновременно в каждую ячейку не проникнет по одному флюксону, после чего ток уменьшается до прежнего значения. Между основными пиками наблюдаются малые пики, соответствующие входу флюксонов в ячейки, расположенные в шахматном порядке. При достаточно больших средних критических токах, вызванных, например, уменьшением температуры, достигается критическое состояние, которое динамически неустойчиво, и при увеличении поля отдельные флюксоны «срываются», вызывая хаос в системе и лавинообразный вход (выход) флюксонов, что приводит к резкому изменению магнитного момента. Однако система самоорганизуется, снова восстанавливая средний критический ток и магнитный момент. Описанное поведение джозефсоновской решетки напоминает насыпание кучи песка. Эта аналогия более глубокая, чем можно подумать. Важно отметить, что размер лавин не зависит от величины внешнего воздействия или флуктуаций, и даже совершенно ничтожное воздействие может привести к лавине громадного размера (катастрофе).

Явление SOC широко распространено в природе, от формирования кучи песка и схода снежных лавин до явлений в ядерной физике и формирования вселенной.

Одни из создателей теории самоорганизованной критичности, авторы работы [6], отмечали, что джозефсоновские решетки (J -решетки) являются идеальным искусственным объектом для изучения уни-

версального явления самоорганизованной критичности. С одной стороны, это связано с тем, что процессы в J -решетках возможно рассчитать, основываясь на фундаментальных физических законах, и, таким образом, глубоко понять природу этих процессов, включая природу SOC. С другой стороны, J -решетки являются благоприятным объектом для экспериментальных исследований. В них можно внести различные изменения, начиная от параметров взаимодействия элементов решетки до ее конфигурации.

Расчеты динамики J -решетки, были выполнены авторами работы [5]. В этой работе были найдены условия, при которых возможно наблюдение SOC. Наши измерения подтвердили эти расчеты.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Первые экспериментальные результаты по магнитному исследованию SOC в J -решетках были сделаны нами в работах [1–3]. Были исследованы шесть SIS-решеток и четыре SNS-решетки с квадратными ячейками и со структурой перехода Nb–NbO_x–Pb и Nb–Cu_{0.95}Al_{0.05}–Nb, соответственно, в магнитных полях до 200 Э и при температурах 2.2–10 К, число ячеек 100 × 100, ребро ячейки $a = 20$ мкм, площадь контакта 5 × 5 мкм², критический ток перехода — до 1700 мкА при 4.2 К.

Измерения магнитного момента решеток проведены при помощи уникального СКВИД-магнитометра со следующими основными характеристиками: температурный интервал 1.5–270 К; погрешность измерения температуры 0.2 К; магнитное поле 10⁻³–5 · 10² Э; чувствительность по магнитному моменту 10⁻¹³ А · м²; размер исследуемых образцов до 4 мм диаметром, до 5 мм длиной; расход гелия 3.5 литров за 10 часов. Внешнее поле при измерениях кривых гистерезиса возрастало или убывало пропорционально времени. Исследуемая треугольная SIS-решетка обладала такими же параметрами, как и ранее исследовавшиеся квадратные SIS-решетки.

3. СТАТИСТИКА ЛАВИН

На рис. 1 приведена часть кривой магнитного гистерезиса. На рисунке видно, что при увеличении магнитного поля происходит линейное уменьшение магнитного момента до некоторого значения, после которого магнитный момент резко возрастает. Во время этого возрастания в ячейки лавинообразно входят флюксоны, стремясь восстановить сред-

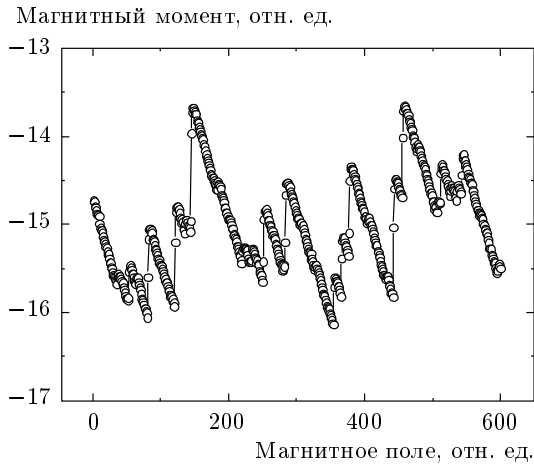


Рис. 1. Часть кривой магнитного гистерезиса

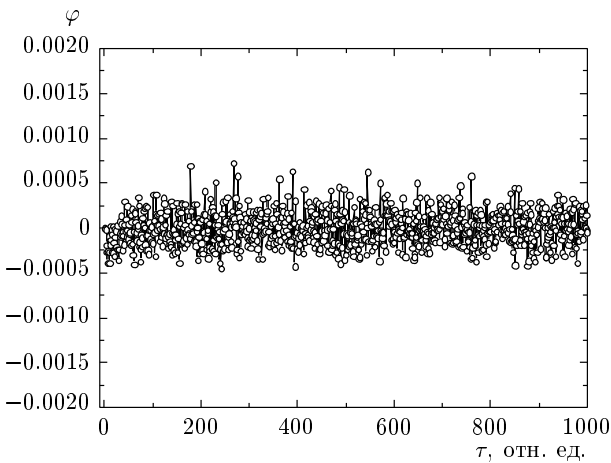


Рис. 2. Корреляционная функция лавин

ний кольцевой ток решетки. При дальнейшем росте внешнего магнитного поля уменьшение магнитного момента после возникновения лавины происходит с той же скоростью. Это позволяет точно вычислить размеры лавин.

Из рисунка видно, что лавины беспорядочны по величине, моменты их возникновения также беспорядочны. На одной из петель гистерезиса был получен массив из 71529 точек. Из них было выделено 5486 лавин.

На рис. 2 показана корреляционная функция лавин, которая рассчитывалась по формуле

$$\varphi(\tau) = \langle (L(t) - L_m)(L(t + \tau) - L_m) \rangle,$$

где $L(t)$ — размер лавины в момент времени t , L_m — средний размер лавины. Всего было обработано 1000 лавин, возникающих при 1000 значений магнитного

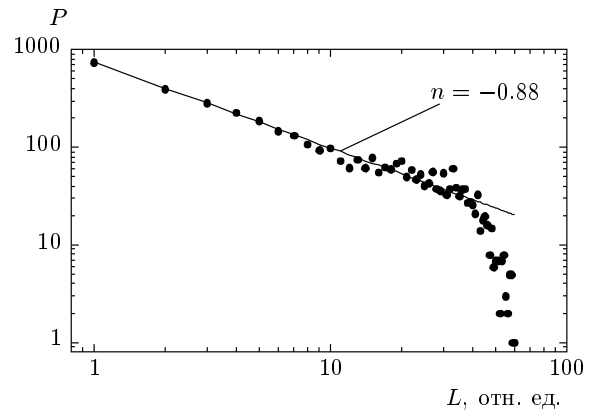


Рис. 3. Зависимость вероятности распределения количества лавин от их размера. Прямая линия — зависимость, рассчитанная по формуле (1)

поля. Из рисунка видно, что в среднем корреляционная функция примерно равна нулю. Более детальное исследование показывает, что зависимость корреляционной функции от τ имеет небольшой наклон, равный $5.4 \cdot 10^{-8}$.

На рис. 3 в двойном логарифмическом масштабе показана зависимость распределения количества лавин $P(L)$ от их размера (амплитуды) L :

$$P(L) = L_0 L^n, \quad (1)$$

где L_0 — масштабный множитель, n — показатель степени. Как видно из рис. 3, эта зависимость имеет степенной характер с кроссовером, когда при больших размерах лавин показатель степени увеличивается по абсолютной величине. Интересно отметить, что впервые кроссовер наблюдали авторы работы [7]. По поводу этого имеются различные мнения. В работе [5] предполагается, что кроссовер связан с конечным размером решетки. В других работах высказываются сомнения в адекватности теории самоорганизованной критичности в том виде, как определяли ее основатели концепции [8]. В связи с этим вместо термина self-organized criticality (SOC) получает распространение термин self-organized complexity (SOCX). В частности, в некоторых работах было получено распределение лавин по амплитуде, которое носит иной характер, несколько отличающийся от степенного, присущего SOC. Анализ статистических зависимостей различных процессов, проведенный в работе [9], и эксперимент по исследованию внутренних локальных лавин магнитного потока в тонкой ниобиевой пленке [10] показывают, что зависимость вероятности лавин от

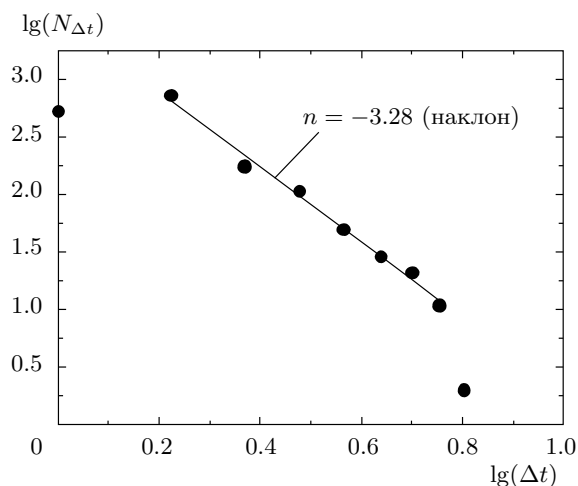


Рис. 4. Зависимость вероятности распределения количества интервалов поля (времени) между лавинами от величины этих интервалов поля (времени)

амплитуды во многих случаях лучше описывается экспоненциальной функцией типа

$$P(x) \propto \exp(-x/x_0^\mu),$$

где μ — некая константа. В этом случае имеется характерный масштаб лавины x_0 и нет однородности функции распределения относительно размеров лавин.

На рис. 4 в двойном логарифмическом масштабе показана зависимость вероятности распределения количества интервалов поля (или времени, так как внешнее поле изменяется пропорционально времени) между лавинами от величины этих интервалов поля (времени). Показатель степени в этом случае также отрицателен, но по абсолютной величине превышает показатель распределения лавин более чем в три раза.

На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе представлена зависимость вероятности распределения интервалов среднего поля (времени) между одинаковыми лавинами в зависимости от величины (амплитуды) лавины. Группы больших лавин, очевидно, имеют меньшее число членов, поэтому разброс величин интервалов поля (времени) между большими одинаковыми лавинами растет с увеличением размера лавин. В этом случае опять наблюдается степенная зависимость распределения. Представляет интерес и поведение спектра мощности лавин. Применим быстрое преобразование Фурье к точкам гистерезисной кривой магнитного момента исследуемой SIS-решетки. При построении рис. 6 использовалось 128 точек спектра. Наблюдаемая зависимость спектральной плотности S лавин от частоты f также имеет степенной вид:

$$\lg S = -a \lg f + r,$$

где $a = 1.16$, $r = 0.889$ (см. рис. 6, прямая линия).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, измерения магнитных свойств джоузефсоновской решетки с переходом SIS показали, что при температуре ниже 5 К при равномерном изменении магнитного поля наблюдаются спон-

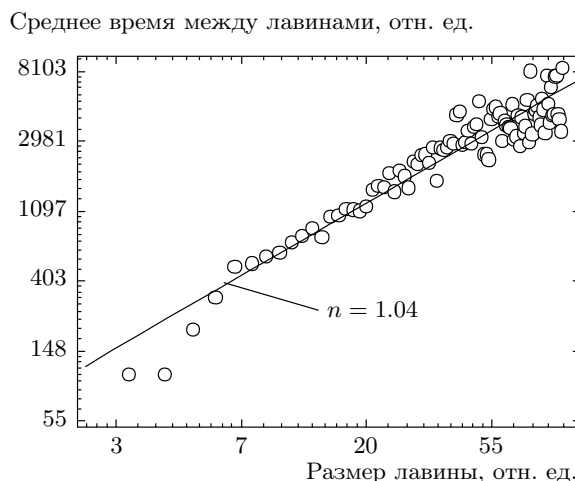


Рис. 5. Зависимость вероятности распределения среднего времени между одинаковыми лавинами от их величины

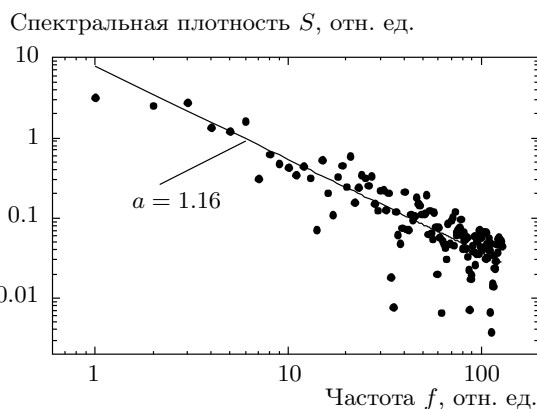


Рис. 6. Спектр отсортированных по величине лавин — степенная функция $1/f^a$ со средним показателем $a = 1.16$

лось 128 точек спектра. Наблюдаемая зависимость спектральной плотности S лавин от частоты f также имеет степенной вид:

танные колебания магнитного момента с образованием различных по величине (от десятков до сотен и тысяч флюксонов) лавин магнитного потока. Показано, что корреляционная функция лавин близка к нулю, т. е. лавины возникают некоррелировано, беспорядочно. Однако зависимость вероятности распределения лавин по размеру, а также интервалов поля (времени) между лавинами от величины этих интервалов носят вполне определенный степенной характер, причем показатель степени отрицателен. Теория подтверждает такое поведение, которое характерно для сложной взаимодействующей системы в состоянии самоорганизованной критичности.

Кроме того, получена зависимость вероятности распределения интервалов поля (времени) между соседними одинаковыми лавинами. Эта зависимость, а также зависимость мощности спектра колебаний магнитного момента гистерезисной кривой тоже имеют степенной характер.

В работе также отмечается, что джозефсоновские решетки с туннельными переходами сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник под влиянием магнитного поля не переходят в состояние самоорганизованной критичности.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Ишикаев, Э. В. Матизен, В. В. Рязанов и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 39 (2000).
2. С. М. Ишикаев, Э. В. Матизен, В. В. Рязанов и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 194 (2002).
3. Э. В. Матизен, С. М. Ишикаев, В. А. Обознов, ЖЭТФ **126**, 1 (2004).
4. С. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **106**, 607 (1994).
5. С. Л. Гинзбург, А. В. Накин, Н. Е. Савицкая, ЖЭТФ **130**, 862 (2006).
6. K. Wiesenfeld and J. Linder, *Physica A* **340**, 617 (2004).
7. B. Gutenberg and C. F. Richter, *Ann. Geophys.* **9**, 1 (1956).
8. P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 381 (1987).
9. E. Laherrere and D. Sornette, *Eur. Phys. B* **2**, 525 (1998).
10. K. Behnia, C. Capan, D. Mailly, and B. Etienne, *Phys. Rev. B-II* **61**, R3815 (2000).