

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ СЕТОК. САМООРГАНИЗОВАННАЯ КРИТИЧНОСТЬ В ДИНАМИКЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА

С.М.Ишикаев, Э.В.Матизен, В.В.Рязанов*¹⁾, В.А.Обознов*, А.В.Веретенников*

Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

* Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 7 июня 2000 г.

С помощью СКВИД-магнитометра исследована зависимость от поля магнитного момента квадратных (100×100) джозефсоновских сеток. Обнаружена регулярная зависимость магнитного момента от поля с особенностями, соответствующими целому и полужелому числу квантов потока на одну ячейку. При температурах ниже 5.8 К наблюдались скачки на кривых намагничивания, связанные с входом и выходом лавин из десятков и сотен флюксонов. Показано, что распределение вероятностей этих процессов соответствует теории самоорганизованной критичности. Лавинообразный характер движения потока наблюдался при температурах, где размер флюксонов не превышает размера ячейки, то есть при наличии "дискретной" вихревой структуры.

PACS: 74.25.Na, 74.60.Ge

Двумерные регулярные сетки джозефсоновских переходов (СДП) являются предметом повышенного интереса в связи с особенностями вихревой динамики в этих дискретных сверхпроводящих системах [1, 2] и возможностями их практического использования в качестве источников когерентного миллиметрового излучения [3] и элементов логических устройств [4]. Несмотря на то, что опубликован ряд теоретических статей [5, 6], посвященных магнитным свойствам таких решеток, экспериментальные исследования магнитных характеристик СДП фактически отсутствуют.

Нами изучались квадратные 100×100 СДП с размерами ячейки $a^2 = 20 \times 20$ мкм² (схема фрагмента сетки показана на рис.1). Туннельные джозефсоновские Nb-NbO_x-РЬ переходы с малым затуханием [7] имели площадь 7 мкм² и следующие характеристики при $T = 4.2$ К: критический ток $I_c \approx 150$ мкА и нормальное сопротивление $R_n \approx 10$ Ом (см. вставку к рис.1).

Измерение магнитной динамики даже в таких сравнительно больших двумерных СДП с количеством ячеек 10^4 потребовало существенной доработки находящегося в нашем распоряжении СКВИД-магнитометра. Приемные катушки трансформатора потока были изготовлены в виде симметричного градиометра второго порядка [8], причем в отличие от классической схемы центральная катушка была разделена на две равные разнесенные катушки [9]. Это дало ряд преимуществ, в частности, обеспечив существование существенно меньшей зависимости сигнала от положения образца. Астатизм приемных катушек составлял около $3 \cdot 10^{-4}$. Для тонкой компенсации использовалась дополнительная катушка из нескольких витков медного провода, через которую в процессе работы пропускался ток, пропорциональный току соленоида. Варьируя

¹⁾ e-mail: ryzanov@issp.ac.ru

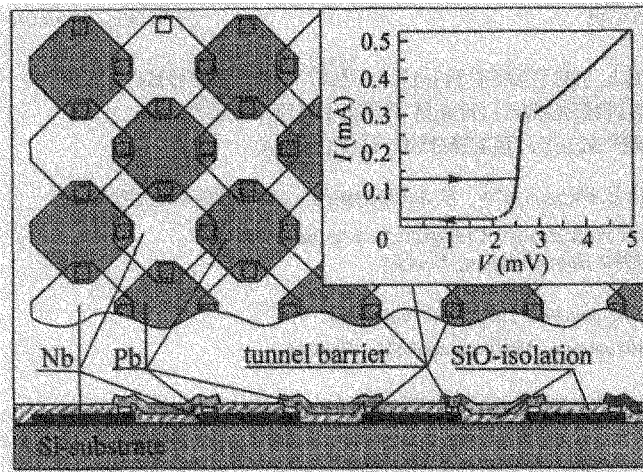


Рис.1. Геометрия сетки джозефсоновских Nb-NbO₂-Pb переходов. На вставке показана ВАХ отдельного перехода при T = 4.2 K

коэффициент пропорциональности, можно было менять наклон кривых намагничивания, выделяя слабый исследуемый сигнал $\sim 10^{-10}$ А·м², имеющий непосредственное отношение к динамике магнитного потока в сетке. Таким образом на представленных ниже кривых намагничивания максимально скомпенсирован вклад собственно от сверхпроводящих пленок Nb и Pb исследуемой структуры. Для уменьшения дрейфов и помех жидкий гелий в объеме, где находились трансформатор потока, соленоид и сверхпроводящий магнитный экран, откачкой паров переводился в сверхтекучее состояние.

На рис.2 приведено семейство кривых намагничивания СДП для различных температур. На всех кривых при температурах ниже T_c свинца 7.2 K отчетливо видна регулярная структура с не зависящим от температуры периодом по магнитному полю, приблизительно равным 60 мЭ. С учетом экранирования поля соленоида сверхпроводящей пленочной структурой это значение удовлетворительно соответствует кванту потока на одну ячейку: $\Delta H = \Phi_0/a^2 \approx 50$ мЭ, где Φ_0 – квант магнитного потока, a – период сетки. Можно видеть также небольшие особенности, соответствующие внешнему магнитному потоку, равному половине кванта на ячейку. Большие петли гистерезиса при температурах 6.0 и 6.8 K получены двукратным прохождением. Чтобы продемонстрировать воспроизводимость, приведены также две петли с меньшим размахом по полю. Можно видеть, что все они прекрасно накладываются друг на друга.

Особый интерес представляет поведение магнитного момента СДП при температурах ниже 5 K. На гистерезисных петлях появляются заметные скачки магнитного момента, растущие с понижением температуры. Скачки с максимальной амплитудой образуют периодические компактные группы, расположенные вблизи значений магнитного потока, соответствующих целому числу квантов на ячейку (“целочисленным фрустрациям” $f = \Phi/\Phi_0 = 0, 1, 2, \dots$). На рис.3 показаны подробно прописанные кривые намагничивания при $T=2.1$ K в области $f = 0$ при изменении внешнего поля в пределах ± 25 мЭ, захватывающих одну группу скачков потока. Верхний график представляет собой наложение 5 гистерезисных циклов. Видно, что скачки происходят при случайных значениях поля и их амплитуды имеют существенный разброс. Такое поведение, хотя и напоминает тепловой шум, очевидно, таковым не является,

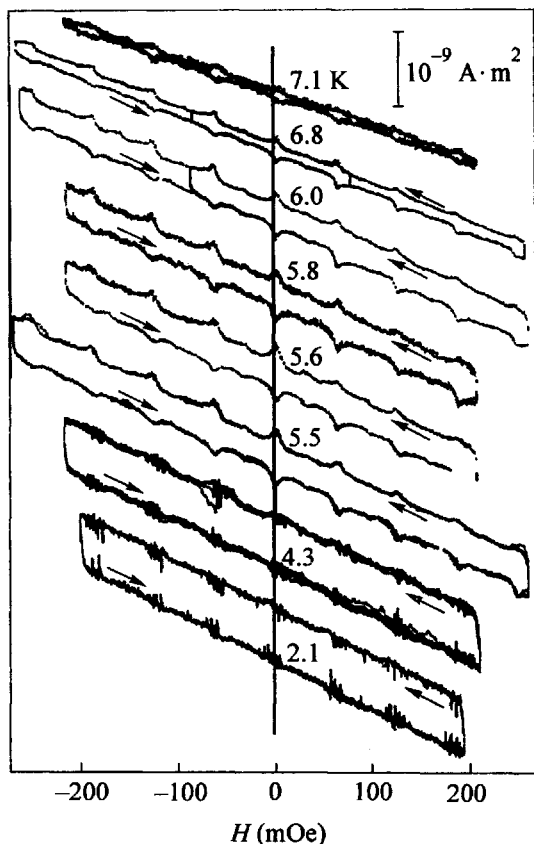


Рис.2. Семейство кривых намагничивания джозефсоновской сетки для различных температур

хотя бы потому, что процессы возникновения и релаксации неустойчивых состояний возрастают с понижением температуры. Каждый из заметных на рисунке скачков магнитного момента соответствует одновременному входу в сетку (или выходу из нее) лавин из десятков и сотен квантов потока. Для иллюстрации этого на графике кроме основного масштаба представлен также масштаб в квантах магнитного потока. Отличительная особенность скачков потока – очень малое время переходного процесса (много меньше 0.1 с, характерного времени отклика нашей регистрирующей системы) и их определенное направление. Характер наблюдаемых скачков не зависит от скорости развертки магнитного поля в пределах трех порядков 0.01–10 мЭ/с. (При скорости 10 мЭ/с регистрирующая система уже не успевала отслеживать скачки, и все острые углы на кривых, прилегающие к вертикальным сбросам, начинали сглаживаться и размываться.)

Зависимости критического тока от магнитного поля были непосредственно измерены в транспортных исследованиях сеток 10×10 с близкими параметрами [10] и показывают для температур выше 5 К качественную идентичность кривым $M(H)$, представленным на рис.2. Последние также хорошо согласуются с расчетами [5] и являются проявлениями специфического критического состояния, возникающего в этой системе. Периодические пики магнитного момента соответствуют резкому увеличению критического тока пиннинга флюксонов (тока депиннинга) при целочисленных фрустрациях, когда состояние потока в сетке наиболее устойчиво. В резис-

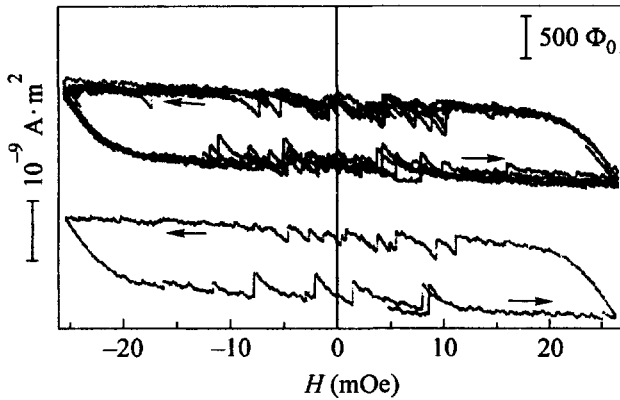


Рис.3. Петля гистерезиса в области малых магнитных потоков ($0 - \Phi_0/2$ на ячейку), захватывающая одну группу лавинообразных срывов потока в сетке

тивных исследованиях [10], так же как и на кривых намагничивания, проявляются небольшие особенности и при полужелтых f , когда поток заполняет ячейки сетки в шахматном порядке [11]. Из полуширины гистерезисных петель намагничивания можно сделать следующую оценку тока депиннинга флюксонов при нецелочисленных фрустрациях, исходя из упрощенного предположения, что токи по сетке текут по concentрическим квадратным контурам: $I_p(6.8\text{ K}) = 0.9\text{ мкА}$; $I_p(6.0\text{ K}) = 2.5\text{ мкА}$; $I_p(5.8\text{ K}) = 2.9\text{ мкА}$; $I_p(5.5\text{ K}) = 3.3\text{ мкА}$; $I_p(4.3\text{ K}) = 4.6\text{ мкА}$; $I_p(2.1\text{ K}) = 4.7\text{ мкА}$. Очевидно, реальные линии токов “срезают” углы квадратов, и поэтому оценка по простейшей модели получается несколько заниженной. Превышение тока депиннинга в пиках, возникающих при целых f , относительно значений для промежуточных f (“на пьедестале”) уменьшается с понижением температуры, что связано с увеличением эффектов собственного поля токов [12, 13], возникающих при приближении радиуса флюксона $\lambda = \Phi_0/2\pi\mu_0 I_c$ к параметру сетки a . При температурах, когда λ превышает a , каждый флюксон простирается на несколько ячеек, и собственные поля токов флюксонов малы. Для исследованной структуры $\lambda(T)$ становится заметно меньше $a = 20\text{ мкм}$ при $\approx 5.5\text{ K}$. При этой температуре ток депиннинга в пиках примерно вдвое превышает его значение на пьедестале и составляет около $0.3I_c$ (I_c – критический ток отдельного перехода), что согласуется с результатами [12] для $\lambda/a = 0.5$. При низких температурах (ниже 4.3 K) высота пиков относительно пьедестала становится незначительной, что соответствует переходу к дискретной системе флюксонов.

Характерной чертой низкотемпературной динамики “дискретных” флюксонов являются описанные выше срывы флюксонных лавин, которые, как мы покажем ниже, напоминают динамику роста песочной кучи [14], первого модельного объекта теории самоорганизованной критичности (СОК) [15]. Эта универсальная теория описывает поведение широкого круга сложных интерактивных систем, достигающих в процессе своей эволюции критического состояния, которое в дальнейшем является самоподдерживающимся, то есть не требующим для своего существования точной подстройки внешних параметров. К настоящему времени экспериментальные данные по СОК получены на ограниченном ряде физических объектов [14, 16, 17], несмотря на большой интерес к данной проблеме и множество теоретических работ (например, [18–20]), некоторые из которых посвящены СОК в сверхпроводящих системах [21–25]. Обычное критическое состояние в жестких сверхпроводниках, в принципе, может

обладать свойствами СОК, как показано в модели [21], учитывающей дискретность влияния центров пиннинга на абрикосовские вихри, однако наилучшим кандидатом является несомненно джозефсоновская сетка как дискретная версия сверхпроводника второго рода. В [22–25] показано, что в случае $V = a/\lambda \gg 1$ континуальное приближение неприменимо, и джозефсоновская среда превращается в систему, в которой пиннинг осуществляется на элементарных контурах в пределах одной ячейки сетки. Учитывая то, что индуктивность ячейки джозефсоновской сетки L равна по порядку величины $\mu_0 a$, можно переписать условие $V \gg 1$ как $2\pi L I_c \gg \Phi_0$, что соответствует способности ячейки удерживать несколько квантов магнитного потока. В этом случае при достаточно больших размерах СДП ансамбль флюксонов в ней является сложной системой взаимодействующих элементов, обладающей большим количеством метастабильных состояний, которая эквивалентна классической “абелевой модели кучи песка” [20]. В медленно меняющемся магнитном поле при приближении величин токов к критическому значению система флюксонов достигает неустойчивого состояния, из которого под влиянием случайных возмущений переходит в одно из многочисленных метастабильных состояний. Конечное состояние, в котором оказывается система в результате каждого такого скачка, определяется количеством метастабильных состояний системы, их конфигурацией, а также динамикой коллективного движения флюксонов в сетке. Здесь мы еще раз отметим тот факт, что скачки имеют наибольшие амплитуды преимущественно в окрестности значений поля, при которых ток депиннинга максимален, что позволяет системе достигать значительных неравновесностей, из которых она выходит с образованием больших лавин (рис.3). Построенная гистограмма количества скачков от их амплитуд (рис.4), измеренная для $T = 2.1$ К, во всем исследованном интервале полей, демонстрирует степенную зависимость, которая является “визитной карточкой” СОК. Показатель степени $n = -1.9 \pm 0.1$. В работе [22] компьютерным моделированием одномерной джозефсоновской сетки (одномерного многоконтактного СКВИДа) получены близкие значения -1.75 и -1.80 для структур, состоящих из 256 и 128 ячеек, соответственно.

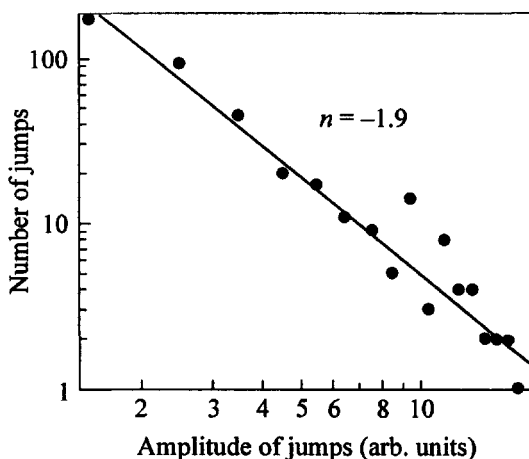


Рис.4. Гистограмма зависимости количества скачков от их амплитуд, подтверждающая степенной характер распределения вероятностей процессов

В заключение отметим, что сетки джозефсоновских переходов являются, в принципе, прекрасным модельным объектом для исследования СОК. Сетки можно при-

готовить с точно заданными параметрами, такими как период, количество ячеек, критический ток переходов; причем величина критического тока может быть изменена в некоторых пределах непосредственно в процессе эксперимента путем изменения температуры. Кроме изучения магнитных и резистивных характеристик джозефсоновских сеток, возможна также регистрация электромагнитного излучения, связанного с движением магнитного потока. Для надежного подтверждения и дальнейшего изучения процессов самоорганизованной критичности в этих структурах необходимы подробные количественные измерения и детальный статистический анализ, включающий, например, изучение скейлинговых свойств системы флюксонов в джозефсоновских сетках при изменении их размеров.

Авторы выражают глубокую благодарность П.П.Безверхому и В.Г.Мартынку за помощь в изготовлении фотошаблонов сеток, а также М.А.Лебедину за полезные обсуждения и замечания. Работа поддержана Государственной программой "Высокотемпературная сверхпроводимость" и грантом INTAS # 97-1940.

-
1. C.J.Lobb, *Physica B+C* **126**, 319 (1984); D.W.Abraham, C.J.Lobb, and M.Tinkham, *Phys. Rev. B* **27**, 150 (1983).
 2. H.S.J.van der Zant, F.C.Fritschy, T.P.Orlando, and J.E.Mooij, *Europhys. Lett.* **18**, 343 (1992); *Phys. Rev. B* **47**, 295 (1993); H.S.J.van der Zant, F.C.Fritschy, W.J.Elion et al., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2971 (1992); C.D.Chen, P.Delsing, D.B.Haviland et al., *Phys. Rev. B* **51**, 15645 (1995).
 3. P.Barbara, A.B.Cawthorne, S.V.Shitov, and C.J.Lobb, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1963 (1999).
 4. K.K.Likharev and V.K.Semenov, *IEEE Trans. on Appl. Superconductivity* **1**, 13 (1991).
 5. D.Dominguez and J.V.Jose, *Phys. Rev. B* **53**, 11692 (1996).
 6. D.-X.Chen, J.J.Morreno, and A.Hernando, *Phys. Rev. B* **53**, 6579 (1996); D.-X.Chen, A.Sanches, and A.Hernando, *Phys. Rev. B* **50**, 10342 (1994).
 7. V.A.Oboznov and A.V.Ustinov, *Phys. Lett. A* **139**, 481 (1989).
 8. G.L.Romani, S.J.Williamson, and L.Kaufman, *Rev. Sci. Ins.* **53**, 1815 (1982).
 9. С.М.Ишикаев, готовится к опубликованию; S.M.Ishikaev and E.V.Matizen, *High Temperature Superconductivity: New Materials and Properties*, Joint Symposium of the SB RAS and the CNEAS TU, Tohoku University, Japan, 1999, p.65.
 10. G.Yu.Logvenov, V.A.Oboznov, V.V.Ryazanov, and A.V.Ustinov, *Czechoslovak Journal of Physics* **46**, 687 (1996).
 11. L.N.Vu, M.S.Wistrom, and D.J.Van Harlingen, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1693 (1993); M.S.Rzchowski, S.P.Benz, M.Tinkham, and C.J.Lobb, *Phys. Rev. B* **42**, 2041 (1990).
 12. T.E.Trias, J.R.Philips, H.S.J.van der Zant, and T.P.Orlando, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 2707 (1995).
 13. J.R.Philips, H.S.J.van der Zant, J.White, and T.P.Orlando, *Phys. Rev. B* **47**, 5219 (1993).
 14. G.A.Held, D.H.Solina, D.T.Keane et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1120 (1990).
 15. P.Bak, C.Tang, and K.Wisenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 381 (1987); *Phys. Rev. A* **38**, 364 (1988).
 16. H.J.S.Feder and J.Feder, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2669 (1991).
 17. M.A.Lebodkin, Y.Brechet, Y.Estrin, and L.P.Kubin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4758 (1995); M.A.Лебедин, Л.Р.Дунин-Барковский, *ЖЭТФ* **113**, 1816 (1998).
 18. H.Takayasu and Matsuzaki, *Phys. Lett. A* **131**, 244, (1988); J.M.Carlson and J.S.Langer, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2632 (1989); *Phys. Rev. A* **40**, 6470 (1989); K.Chen, P.Bak, and S.P.Obukhov, *Phys. Rev. A* **43**, 265 (1991).
 19. J.Kertesz and L.B.Kiss, *J. Phys. A: Math. Gen.* **23**, L433 (1990).
 20. D.Dhar, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1613 (1990).
 21. O.Pla and F.Nori, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 919 (1991).
 22. С.Л.Гинзбург, *ЖЭТФ* **106**, 607 (1994).
 23. С.Л.Гинзбург, Н.Е.Савицкая, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 688 (1998).
 24. S.L.Ginzburg, M.A.Pustovoit, and N.E.Savitskaya, *Phys. Rev. E* **57**, 1319 (1998).
 25. С.Л.Гинзбург, Н.Е.Савицкая, *ЖЭТФ* **117**, 227 (2000).