

Э. В. Матизен, С. М. ИшикаевИнститут неорганической химии им. А. В. Николаева СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: matizen@che.nsk.su; salavat@che.nsk.su**ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ РЕАЛЬНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ РЕШЕТОК ***

Исследовано магнитное поведение больших джозефсоновских решеток (100×100 ячеек) с переходами сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (SIS) и сверхпроводник – плохой металл – сверхпроводник (SNS), включая образцы с контролируемым нарушением в порядке ячеек, в интервале магнитных полей до 200 Ое и при температурах 2,2 – 11 К. Показано, что нарушение порядка не влечет за собой существенных изменений в магнитном поведении решеток: в SNS-решетках по-прежнему наблюдается необъяснимая асимметрия кривой гистерезиса, и в них не возникает самоорганизованной критичности, как это имеет место в SIS-решетках.

Джозефсоновские структуры породили целое научно-техническое направление и до сих пор являются одной из интересных и актуальных проблем физики твердого тела и физики низких температур. Явление джозефсоновской генерации позволит заполнить пустующую нишу в частотном диапазоне десятков и сотен мегагерц. На основе таких структур возможны хранение и обработка информации в виде квантов магнитного потока – RSFQ-логика (Rapid Single Flux Quantum Logic) [1] и реализация квантового компьютера. В джозефсоновских решетках (J-решетки) возможно когерентное излучение отдельных контактов, что значительно повышает эффективность таких генераторов. Уже создан и успешно протестирован гетеродинный приемник излучения на рабочую частоту 500 Гц, способный принимать сигналы очень малой мощности ($\sim 10^{-13}$ Вт) [2]

Магнитная динамика J-решеток, лежащая в основе практического применения этих структур, изучалась во множестве теоретических исследований (см., например, [3–7]). Экспериментальные исследования J-решеток и J-стопок до сих пор в основном ограничены изучением вольт-амперных характеристик. И хотя исследования транспортных характеристик J-решеток ведутся уже достаточно давно (см., например, [8]), решетки таких больших размеров, как в настоящей работе, до нас экспериментально практически не исследовались. Особо сле-

дует отметить, что поведение магнитного момента изучено лишь в нескольких экспериментальных работах [9; 10], а также в наших публикациях [11–13].

Настоящее исследование посвящено изучению процессов намагничивания с целью понимания особенностей поведения реальных J-решеток, поскольку наблюдаемая магнитная динамика в регулярных решетках существенно расходится с теоретическим описанием.

Во-первых, согласно теоретическим расчетам, в регулярной J-решетке не предполагается реализация динамического состояния самоорганизованной критичности (СОК) при ее намагничивании, в то время как мы ее наблюдали.

Во-вторых, в J-решетках наблюдается асимметрия кривой намагничивания, что также не согласуется с теоретическими работами.

Одно из объяснений такого расхождения теории и опыта может состоять в том, что существует слабая нерегулярность изготовленных нами образцов решетки, обусловленная технологическими допусками оптической литографии. Действительно, после первого нашего сообщения [11] о наблюдении СОК в регулярных джозефсоновских решетках, группа С. Л. Гинзбурга в компьютерном моделировании показала, что такое возможно в слабо нерегулярных J-решетках (до нескольких процентов в параметре ячейки) [14]. В дальнейшем С. Л. Гинзбург

* Работа выполнена при финансовой поддержке СО РАН (Междисциплинарный интеграционный проект № 81).

с соавторами показал [15], что для реализации СОК в его модели требуется существенно большая степень нерегулярности в периоде решетки, свыше 20 %, что заведомо сильно превышает технологический разброс изготовленных нами решеток. Таким образом, приходится констатировать, что к настоящему времени нет адекватного теоретического объяснения реализации СОК в практически регулярной решетке. Мы полагаем, причина в том, что численное моделирование строится на упрощенных уравнениях, которые не отражают все существенные динамические связи между джозефсоновскими контактами.

Топология и свойства исследованных решеток

Схематически J-решетки представляют собой сетки из сверхпроводника, в ребра которых вставлены джозефсоновские переходы. Изучались два дизайна решеток с SIS- и SNS-переходами и отличавшихся формой сверхпроводящих островков (восьмиугольник и крест). Конфигурация в форме креста отличалась большей индуктивностью ячейки и примерно вчетверо большей площадью контакта, что позволяло достичь больших критических токов (рис. 1).

Решетки были получены с помощью пленочной технологии. Сначала осаждалась пленка ниобия толщиной ~ 100 нм методом магнетронного распыления в разряде постоянного тока в атмосфере аргона с давлением ~ 10⁻² мбар. Далее фотолитографией с последующим химическим травлением в смеси плавиковой и азотной кислот получалась структура нижнего сверхпроводящего слоя. Изолирующий слой окиси кремния (моноокись кремния SiO) толщиной ~ 150 нм осаждался методом термического вакуумного испарения. Для получения окон в пленке SiO, в которых в последствии формировался джозефсоновский контакт, использовался процесс взрывной фотолитографии (lift-off). После вскрытия в слое окиси кремния окон для джозефсоновских контактов, нанесения слоя фоторезиста и формирования в нем изображения для последующего процесса lift-off производилась ионная очистка поверхности. Затем для SIS-переходов формировалась туннельная прослойка NbO_x регулируемым окислением поверхности ниобия в смеси аргона и кислорода, в случае SNS-переходов использовалась прослойка «грязного» металла Cu_{0,95}Al_{0,05}. Верхний свинцовый слой по-

лучен сразу же аналогично второму, методом вакуумного испарения, сразу же после формирования туннельной прослойки (в одном вакуумном цикле), с дальнейшим формированием структуры с помощью взрывной фотолитографии. Основные характеристики решеток приведены в таблице.

Характеристики J-решеток

Тип перехода	SIS	SNS
Структура перехода	Nb-NbO _x -Pb	Nb-Cu _{0,95} Al _{0,05} -Nb
Число ячеек	64 × 64	100 × 100
Размер ячеек, мкм	20 × 20	20 × 20
Площадь контакта, мкм	~ 25	~ 7
Критический ток при 4,2 К, мкА	~ 1 800	1 500
Нормальное сопротивление, мОм	~ 0,7	10 ⁻³
Индукция ячейки, Гн	~ 10 ⁻¹¹	2,5 · 10 ⁻¹²
Емкость перехода, пФ	~ 3	~ 0,01

Методика измерений

Намагничивание J-решетки изучалось при помощи оригинального СКВИД-магнитометра с особенностями приемных катушек, конфигурация которых представляла собой модифицированный градиометр второго порядка [16]. Конфигурация симметричного градиометра обладает эффектом самокомпенсации сигнала штока-держателя образца, а центральная часть приемных катушек имеет конфигурацию типа катушек Гельмгольца и позволяет получить высокую пространственную однородность чувствительности. При чувствительности по магнитному моменту 10⁻¹³ Ам² магнитометр позволяет проводить измерения не только в режиме измерения температурной зависи-

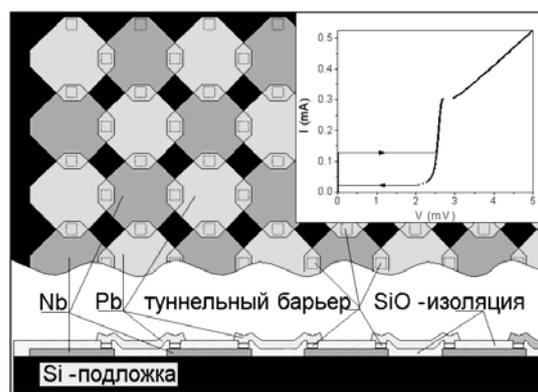


Рис. 1. Джозефсоновская решетка (восьмиугольник)

мости момента при замороженном в сверхпроводящем соленоиде поле, но и при постоянной температуре в режиме развертки по полю, т.е. имеется возможность непрерывно получать полные петли гистерезиса.

Результаты исследования

Мы уже отмечали в предыдущих публикациях, что магнитное поведение J-решеток с переходами SIS и SNS различно [17]. Магнитные свойства J-решеток связаны в первую очередь с квантованием потока в сверхпроводнике, что делает удобным наглядное описание на языке динамики квазичастиц – флюксонов. Взаимодействие флюксонов с периодическим потенциалом, а также их взаимодействие между собой обуславливает многие особенности магнитной динамики J-решетки.

В SIS-решетках наблюдается состояние СОК, что проявляется в резких спонтанных скачках магнитного момента при непрерывном изменении поля при достаточно низких температурах, т.е. когда выполняется критерий $\lambda(T) \gg a$, или равносильное неравенство $LI_0 / \Phi_0 \gg 1$, где $\lambda(T) = \Phi_0 / (\pi\mu_0 j_c(T))$ – джозефсоновская глубина проникновения поля

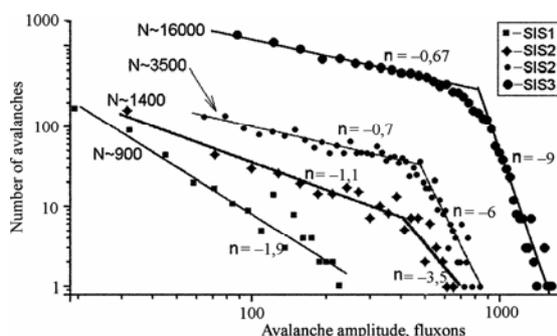


Рис. 2. Проявление СОК (N – число лавин)

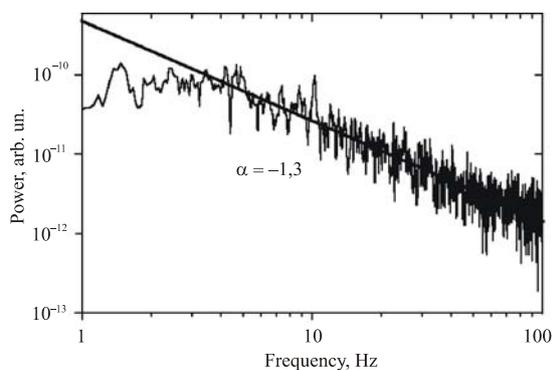


Рис. 3. Спектра Фурье мощность (α – показатель степени)

в J-решетку, a – период решетки, $j_c(T)$ – критический ток отдельного перехода, L – индуктивность одной ячейки. Магнитный поток внутри решетки при этом представляет дискретные флюксоны, локализованные внутри отдельных ячеек. Критерий $LI_0 / \Phi_0 \gg 1$ был проверен непосредственными измерениями критического тока отдельного контакта SIS-решетки методом ВАХ [13].

Распределение по амплитудам скачков магнитного момента, представляющих собой лавины квантов магнитного потока, носит степенной характер с кроссовером, т.е. состоит из двух участков выраженной степенной зависимости и достаточно резкого переходного участка, когда показатель степени n резко изменяется. На рис. 2 представлены распределения лавин по их амплитуде для нескольких исследованных нами J-решеток.

Фурье-спектр мощности лавин SIS-решетки имеет также степенную зависимость (рис. 3). Следует обратить внимание, что при СОК лавины наблюдаются как при непрерывном повышении поля, так и при его понижении.

При более высоких температурах петля гистерезиса имеет характерные периодические пики, с периодом по полю $\Delta H = \Phi_0 / a^2$, т.е. при целочисленных фрустрациях, когда на каждую ячейку приходится по целому числу флюксонов. Периодичность магнитных свойств сеток следует из симметрии гамильтониана J-решетки относительно преобразования $H \rightarrow H + \Phi_0 / a^2$. Также наблюдаются небольшие пики в промежутках, связанные с увеличением тока депиннинга в моменты соразмерности решетки флюксонов и J-решетки.

В SNS-решетках в отличие от SIS-решеток СОК не наблюдается ни при каких температурах, несмотря на столь большую величину критического тока, так что критерий возникновения СОК [14] заведомо выполняется (см. табл.). В них тоже, как и в SIS-решетках, на кривых намагничивания наблюдаются равноотстоящие пики магнитного момента при всех температурах, но только при увеличении поля, при уменьшении поля они отсутствуют (рис. 4).

Таким образом, наблюдается асимметрия в динамике входа и выхода флюксонов в джозефсоновскую решетку. Поскольку наличие пиков на кривой намагничивания свидетельствует о появлении регулярной пространственной структуры в распределении вихрей, можно сделать вывод, что джо-

зефсоновские вихри входят в решетку с образованием регулярных структур в распределении по решетке, а выходят весьма беспорядочно.

Поэтому мы попытались изучить влияние на асимметрию петли гистерезиса нарушений порядка, механически разрушая часть ячеек на границе, и измеряли зависимость магнитного момента после этих нарушений, надеясь на возможное появление СОК в SNS-решетках при повышении хаоса в J-решетке. К тому были, в основном, две причины. Первая из них заключалась в том, что согласно теории [14] именно беспорядок в расположении ячеек приводит к СОК, вторая причина была в надежде изменить режим движения вихрей при выходе их из решетки.

На рис. 5 приведены петли гистерезиса SNS-решетки с различным количеством удаленных ячеек из центральной области, причем ячейки удалялись механическим путем с помощью скрайбирования. Удаленная область имела вид квадрата с неровными сторонами, в среднем примерно параллельными внешним сторонам решетки.

Из рисунка видно, что явление СОК и в этом случае не проявилось.

Для дальнейшего выяснения вопроса о влиянии беспорядка в J-решетках для СОК были проведены измерения магнитного момента при намагничивании гранулированных пленок и керамик ВТСП при температуре 4,2 К с целью обнаружить лавинообразное движение магнитного потока, реализация которого ожидалась согласно [14].

Проведенные исследования также не обнаружили лавин, вероятно из-за того, что межзеренные контакты в ВТСП-керамиках состоят в основном из SNS-переходов. Если явление СОК как-то можно объяснить нерегулярностью параметра ячейки, то отсутствие пиков магнитного момента при уменьшении поля до сих пор не поддается объяснению, несмотря на то, что мы опубликовали это загадочное явление еще в 2002 г. [12].

Предполагалось, что асимметрия кривой гистерезиса связана с условиями на границах решетки, в результате которых возможны некоторые запорные слои для движущихся квантов потока. Для понимания этого мы сначала удалили углы квадратной решетки, а потом нарушили ячейки на ее периферии. Рис. 6 демонстрирует, что такие нарушения не уменьшили асимметрию кривой намагниченности, но даже привели к небольшому ее увеличению.

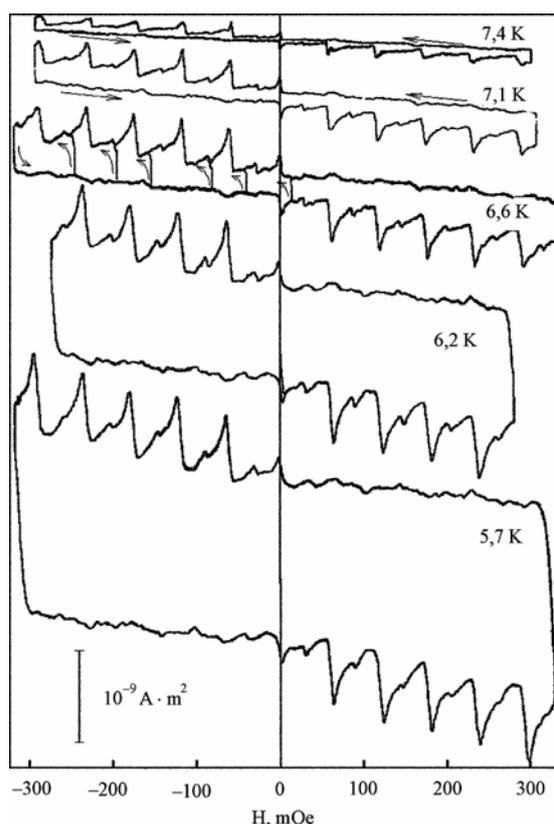


Рис. 4. Кривые гистерезиса SNS-решетки

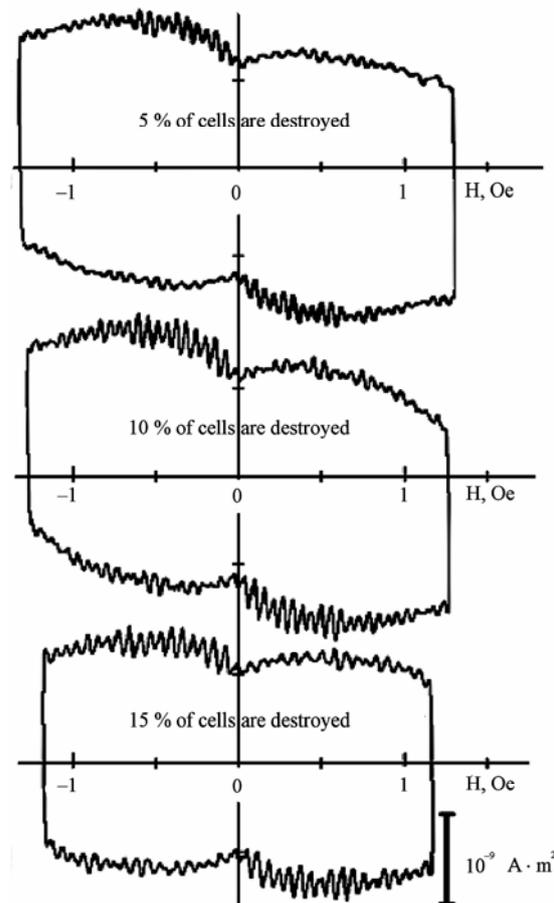


Рис. 5. SNS-решетка, нарушенная в центре

Заключение

На основании проведенных исследований можно заключить, что магнитное поведение SIS- и SNS-решеток резко отличается друг от друга. В SIS-решетке наблюдается явление СОК. В SNS-решетке мы это явление вызвать не смогли, хотя критерий его наблюдения, согласно теории, заведомо выполнен, как и в ВТСП-керамиках и пленках, в которых также СОК не наблюдается. По-видимому, отсутствие спонтанных лавин в этих объектах как-то связано со свойствами самих SNS-контактов. Очевидно, квазигидродинамическое движение потока в решетке объясняется значительным вязким трением при прохождении вихрей сквозь нормальный металл SNS-переходов, в результате чего флюксоны не набирают кинетической энергии, необходимой для образования лавин. Действительно, в SNS-переходах параметр Мак-Камбера $\beta \ll 1$ [18], а в SIS-переходах – $\beta \gg 1$. Возможно, в развиваемых теориях необходимо как-то учитывать инерциальные члены, влияющие на динамику магнитного потока в J-решетках даже при медленных изменениях магнитного потока.

Представленные нами работы пока остаются единственными, где исследовалось поведение магнитного момента при непрерывном намагничивании регулярных J-решеток и в которых наблюдались СОК и асимметрия кривой гистерезиса. Данное направление очевидно является важным. Недаром один из основателей теории СОК Курт Визенфельд (Kurt Wiesenfeld) недавно отметил, что J-решетки являются идеальным искусственным объектом для изучения СОК [19].

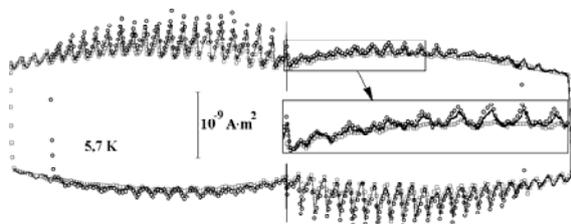


Рис. 6. SNS-решетка, нарушенная на периферии. Кружки – исходная решетка, сплошная линия – удаленные углы, квадраты – удалены углы и повреждены края

Список литературы

1. Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников МЦНМО (Московский центр непрерывного математического образования). М., 2000. С. 397.
2. Shitov S. V., Levitchev M., Veretenikov A. V. et al. Integrated superconducting receiver as 400–600 GHz tester for coolable devices // IEEE Transactions on applied superconductivity. 2001. Vol. 11. No. 1. P. 832–835.
3. Chen D.-X., Sanches A., Hernando A. Magnetic dynamic hysteresis of a resistively shunted Josephson-junction array // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. No. 14. P. 10342–10345.
4. Dominguez D., Jose J. V. Magnetic and transport DC properties of inductive Josephson-junction arrays // Phys. Rev. B. 1996-I. Vol. 53. No. 1. P. 11692–11713.
5. Luca R. D., Matteo T. O., Tuohimaa A. et al. Tree-dimensional Josephson junction arrays: static magnetic response // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 1173–1180.
6. Philips J. R., Zant H. S. J. van der, White J. et al. Influence of induced magnetic fields on the static properties of Josephson-junction arrays // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 5219–5229.
7. Sergeenkov S., Araujo-Moreira F. M. Manifestation of geometric effect in temperature behavior of AC magnetic response of Josephson-junction arrays // JETP Lett. 2004. Vol. 80. No. 80. P. 580–583.
8. Webb R. A., Voss R. F., Grinstein G. et al. Magnetic field behaviour of a Josephson-junction array: two-dimensional flux transport on a periodic substrate // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. No. 8. P. 690–693.
9. Herbert S. T., Jun Y., Newrock R. S. et al. Effect of finite size on the Kosterlitz-Thouless transition in two-dimensional arrays of proximity-coupled junctions // Phys. Rev. B. 1998-II. Vol. 57. No. 2. P. 1154–1163.
10. Maluf W. Jr., Cecato G. M., Barbara P. et al. Magnetic properties of SIS and SNS Josephson junction arrays // J. of Magnetism and Magnetic Material. 2001. Vol. 226–230. P. 290–292.
11. Ишикаев С. М., Матизен Э. В., Рязанов В. В. и др. Магнитные свойства двумерных джозефсоновских сеток. Самоорганизованная критичность в динамике магнитного потока // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72, № 1. С. 39–44.
12. Ишикаев С. М., Матизен Э. В., Рязанов В. В. и др. Магнитные свойства двумер-

ных джозефсоновских сеток с SNS- переходами // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76, № 3. С. 194–198.

13. Матизен Э. В., Ишикаев С. М., Обознов В. А. Магнитный момент квадратных джозефсоновских сеток. Самоорганизованная критичность // ЖЭТФ. 2004. Т. 126, № 5 (11). С. 1–11.

14. Гинзбург С. Л., Савицкая Н. Е. Возникновение Самоорганизации критического состояния в одномерном многоконтактном СКВИДе как следствие случайного расположения контактов // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73, № 1–2. С. 163–166.

15. Ginzburg S. L., Savitskaya N. E. Granular superconductors and a sandpile model with intrinsic spatial randomness // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. No. 2. P. 026128–026133.

16. Ишикаев С. М. Оптимальная конфигурация приемных катушек СКВИД-магнитометра // Приборы и техника эксперимента. 2002. № 3. С. 145–150.

17. Ishikaev S. M., Matizen E. V., Ryzanov V. V. et al. Magnetic properties of square Josephson arrays with SIS and SNS junctions // Physica C. 2003. Vol. 388–389. P. 583–584.

18. Rzchowski M. S., Benz S. P., Tinkham M. et al. Vortex pinning in Josephson-junction arrays // Phys. Rev. B 42. 1990. No. 4. P. 2041–2050.

19. Wiesenfeld K., Linder J. Magnetic Avalanches: Josephson, Bean, and Bak // Physica A. 2004. Vol. 340. P. 617–624.

Материал поступил в редколлегию 28.11.2006