

Unusual magnetic behaviour of binary YbNi₃ alloy

D. P. Rojas, J. I. Espeso

Dpto Estructuras y Física, ETSAM. Universidad Politécnica de Madrid, 28040 Madrid, Spain

J. Rodríguez Fernández, E. M. Jefremovas

Dpto CITIMAC. Facultad de Ciencias. Universidad de Cantabria, 39005 Santander, Spain

Measurements on the magnetic, electronic transport and thermal properties of the binary YbNi₃ alloy are reported. The results are consistent with a magnetic transition at 3.9 K of Ferrimagnetic nature, as established from the AC magnetic susceptibility and the field dependence of DC magnetization and specific heat at low temperatures. Moreover, magnetic and electrical resistivity measurements reveal the presence of an additional magnetic transition around 50 K. The unusual magnetic ground state for Yb compounds is explained by the presence of different inequivalent Yb and Ni crystallographic sites, within an orthorhombic structure of the PuNi₃-type (space group $R\bar{3}m$), with a similar temperature scales of the magnetic and Kondo interactions ($T_K = 6$ K). The results are also compared to those reported for other binary Yb-Ni and RNi₃ (R-Rare Earth) alloys.

Keywords: electronic transport, magnetic transition, AC magnetic susceptibility

УДК: XX.XXX.XXX, YY.YYY

НАМАГНИЧЕННОСТЬ И КРИТИЧЕСКИЙ ТОК СЛАБОАНИЗОТРОПНОГО ВТСП С КОЛОНЧАТЫМИ ЦЕНТРАМИ ПИННИНГА

А. Н. Максимова, В. А. Кашурников,* И. А. Руднев,** А. Н. Мороз***

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

E-mail: ANMaksimova@mephi.ru

Поступила в редакцию xx.xx.xxxx г.

Методом Монте-Карло в рамках трехмерной модели слоистого ВТСП исследовано влияние колончатых центров пиннинга на вольт-амперную характеристику, критический ток и форму кривой намагниченности. Показано, что присутствие слабого собственного пиннинга не меняет качественно результатов расчета. Показано, что наличие периодической решетки центров пиннинга приводит к лавинообразному проникновению вихрей при некотором пороговом поле и существованию свободных от вихрей областей при меньшем поле. Данное различие видно на кривых намагниченности. Эти эффекты не наблюдаются при квазипериодической решетке центров пиннинга.

Keywords: ВТСП, пиннинг, вольт-амперная характеристика

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные и транспортные свойства сверхпроводников второго рода в значительной мере обусловлены их вихревой решеткой, ее особенностями при взаимодействии с транспортным током и центрами пиннинга. Вихревая решетка в ВТСП является существенно трехмерной системой, ее свойства определяются параметром анизотропии γ – величиной, характеризующей величину межслоевой корреляции панкейков. Для исследования поведения вихревой решетки при перемагничивании, с учетом взаимодействия с центрами пиннинга, широко применяется численное моделирование. Численное моделирование вихревой решетки выполняется еще с начала 90х. Исследуется плавление вихревой решетки, фазовые переходы в ней. При этом применяются как метод Монте-Карло (МК), так и молекулярной динамики. Обзор по применению метода МК для моделирования вихревой системы дан в работе.

В настоящее время для исследования вихревой системы применяется также численное решение уравнений Гинзбурга-Ландау (ГЛ). В работе развит метод решения уравнений ГЛ для реальных трехмерных ВТСП. Исследовалась вихревая решетка в мезоскопическом сверхпроводнике с центрами пиннинга. Создан алгоритм, позволяющий учитывать различную конфигурацию центров пиннинга и геометрию образца. В работе вихревая решетка была исследована в присутствии постоянных магнитов, расположенных вблизи сверхпроводника, а также субмикронных отверстий. Для записи граничных условий при численном решении необходимо знать величину поля, захваченного отверстием. Было также продемонстрировано рождение вихрей у границы и их выход из образца.

Создание центров пиннинга в сверхпроводнике необходимо для повышения критического тока. Одним из надежных и проверенных методов является облучение сверхпроводника гамма-квантами, заряженными частицами и ионами высокой энергии. При таком облучении возникают радиационные дефекты. Попадающая в сверхпроводник частица излучения создает в нем «трек» – область с локально разрушенной сверхпроводимостью. Длина и радиус этого

* E-mail: vakashurnikov@mephi.ru

** E-mail: iarudnev@mephi.ru

*** E-mail: anmoroz@mephi.ru

трека зависят от энергии частицы. Такие треки являются эффективными центрами пиннинга для вихрей. Повышение пиннинга при облучении продемонстрировано в работах . Облучение тяжелыми ионами позволяет получить колончатые дефекты диаметром в несколько длин когерентности ξ . Точечные дефекты могут быть получены с помощью облучения электронами, протонами, легкими ионами или включением наночастиц.

Отметим, что работы, связанные с численным моделированием, рассматривают сверхпроводник размером не более нескольких микрометров. Сверхпроводящие мостики, в том числе микронного размера, могут использоваться как элементы токоограничителей . Для создания токоограничителей могут применяться как ВТСП на основе иттрия, так и висмута. Токоограничители из ВТСП могут работать, в отличие от низкотемпературных, при температурах 77 К. В работе исследовались свойства образцов, важные для их применения в качестве ограничителей. Из измерений вольт-амперной характеристики (ВАХ) был определен критический ток и показатель n (крутизна ВАХ). Также необходимо исследовать поведение образца при воздействии импульсного тока. Следует отметить, что при срабатывании ограничителя переходит в нормальное состояние, и еще одной важной характеристикой является т. н. время восстановления (recovery time). В нашей работе мы изучим первый из важных параметров – величину критического тока сверхпроводника в присутствии колончатых дефектов и субмикронных отверстий.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Расчеты выполнены методом Монте-Карло в рамках трехмерной модели слоистого ВТСП . В рамках данной модели энергия трехмерной системы вихревых нитей, представляющих собой стопки плоских слоевых вихрей – панкейков, – имеет вид:

$$G = \sum_z \left(N_z \varepsilon + \sum_{i < j} U_{\text{in-plane}}(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{\text{surf}}(r_{ij}^{(\text{im})}) + \sum_i U_{\text{inter-plane}}(r_i^{z,z+1}) \right),$$

где $\varepsilon = d\varepsilon_0 (\log(\lambda(T)/\xi(T)) + 0.52)$ – собственная энергия вихря, $\lambda(0)$, $\xi(0)$ – глубина проникновения и длина когерентности при $T = 0$; N_z – число панкейков в плоскости z , z нумерует ВТСП-слои; второе слагаемое описывает попарное взаимодействие панкейков, третий – взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, четвертый – взаимодействие вихрей с границей сверхпроводника и мейсснеровским и транспортным током, последний – межплоскостное взаимодействие панкейков; $\varepsilon_0 = \Phi_0^2/(4\pi\lambda)^2$, $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ – квант магнитного потока. Энергия взаимодействия панкейка с мейсснеровским и транспортным током равна работе силы Лоренца при перемещении панкейка от области вблизи границы в данную точку образца. Внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно ВТСП-слоям (параллельно оси ани-

зотропии c), транспортный и мейсснеровский ток течет в плоскости слоя. Подробнее описание модели см. в и ссылки в них.

Энергия взаимодействия панкейка с центром пиннинга имеет вид:

$$U_{\text{pn}} = -\frac{\alpha}{1 + r_{ij}/\xi} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{2\xi}\right) \quad (1)$$

где α – параметр, характеризующий глубину потенциальной ямы, r_{ij} – расстояние между вихрем i и дефектом j .

Таблица 1: Таблица умножения. Жирным шрифтом выделены квадраты простых чисел

| × | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|---|----|----------|----|-----------|----|-----------|----|----|
| 2 | 4 | 6 | 8 | 10 | 12 | 14 | 16 | 18 |
| 3 | 6 | 9 | 12 | 15 | 18 | 21 | 24 | 27 |
| 4 | 8 | 12 | 16 | 20 | 24 | 28 | 32 | 36 |
| 5 | 10 | 15 | 20 | 25 | 30 | 35 | 40 | 45 |
| 6 | 12 | 18 | 24 | 30 | 36 | 42 | 48 | 54 |
| 7 | 14 | 21 | 28 | 35 | 42 | 49 | 56 | 63 |
| 8 | 16 | 24 | 32 | 40 | 48 | 56 | 64 | 72 |
| 9 | 18 | 27 | 36 | 45 | 54 | 63 | 72 | 81 |

При расчетах использованы следующие значения характерных параметров ВТСП: $\lambda(T = 0) = 180$ нм, $\xi(T = 0) = 2$ нм, $T_c = 84$ К, расстояние между ВТСП-слоями $d = 2.7$ нм. Данный выбор позволяет сравнивать результаты расчетов с тестовыми расчетами и результатами, полученными нами ранее. Размер образца в плоскости ab составляет 5×3 мкм. Параметр анизотропии выберем равным $\gamma = 10$. В расчетах примем, что в образце, помимо радиационных, присутствует слабый собственный пиннинг. Концентрацию собственных центров пиннинга выберем $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что примерно соответствует 3600 дефектов на образец. Параметр α для собственных дефектов выберем случайной величиной, с равной вероятностью принимающей значения от 0 до 0.05 эВ на 2.7 нм вихревой нити. Данная величина примерно на порядок меньше характерных энергий панкейков. Радиационные дефекты введем в расчет также в виде потенциальной ямы с параметром $\alpha = 3$ эВ. Отверстия введем в виде областей радиусом 100 нм, в которые вихрь не может войти. По краю отверстия введем потенциальную яму вида (1). Таким образом, вихри могут закрепляться на краях отверстия.



Рис. 1: Тестовая картинка L^AT_EX

При протекании через образец транспортного тока на границах образца рождаются вихри противоположного знака. В резистивном состоянии наблюдается течение вихревой решетки от границ к центру сверхпроводника с аннигиляцией в центре пар вихрь-антивихрь. С достаточной точностью можно принять, что после каждой аннигиляции на противоположных границах рождаются новые вихрь и антивихрь. Тогда энергия, выделяющаяся при аннигиляции, равна работе силы Лоренца при перемещении вихря от края к центру. С другой стороны, эта энергия совпадает с выделяющимся на образце джоулевым теплом. Таким образом, подсчитывая число аннигилировавших пар, мы можем определить напряженность электрического поля в сверхпроводнике и рассчитать вольт-амперную характеристику. Критический ток определяется по критерию 1 мкВ/см.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект FSWU-2022-0013) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Structure property relationships in a nanoparticle-free Sm-BCO coated conductor / Knibbe R., Strickland N. M., Wimbush S. C., Puichaud A.-H., and Long N. J. // *Supercond. Sci. Technol.*, 2016, Vol. 29, no. 6, P. 065006. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/29/6/065006>.
2. Long N. J., Strickland N. M., Talantsev E. F. Modeling of Vortex Paths in HTS // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2007. — June, Vol. 17, no. 2, P. 3684–3687. <https://doi.org/10.1109/TASC.2007.899119>.
3. Long N. J. Maximum Entropy Distributions Describing Critical Currents in Superconductors // *Entropy*, 2013, Vol. 15, no. 7, P. 2585–2605. <https://doi.org/10.3390/e15072585>.
4. Relating Critical Currents to Defect Populations in Superconductors / Long N. J., Wimbush S. C., Strickland N. M., Talantsev E. F., D'Souza P., Xia J. A., and Knibbe R. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2013. — June, Vol. 23, no. 3, P. 8001705–8001705. <https://doi.org/10.1109/TASC.2012.2235116>.
5. Wimbush S. C., Long N. J. The interpretation of the field angle dependence of the critical current in defect-engineered superconductors // *New J. Phys.*, 2012, Vol. 14, no. 8, P. 083017. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/21/12/125011>.
6. Kotelnikov I. A., The GOST package : 2017/01/12, v.1.2i ed., 2017. www.ctan.org/pkg/gost.
7. М.Гуссенс, Ф.Миттельбах, А.Самарин. Путеводитель по пакету ЛАТЭХ и его расширению ЛАТЭХ 2_ε. Москва : Мир, 1999, С. 606, ISBN: 5-03-003325-4.
8. Critical current density in anisotropic superconductors containing columnar defects / Kashurnikov V., Maksimova A., Rudnev I., and Odintsov D. // *Journal of Physics: Conference Series*, 2019, Vol. 1238, no. 1, P. 012016.
9. Alvarez G., Matsuda M., Koyanagi M. Structural and morphological characterization of high quality YBa₂Cu₃O_x epitaxial films by atomic force and high resolution scanning electron microscopies // *Cryogenics*, 1995, Vol. 35, no. 6, P. 361–366. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/001122759599815P>.