

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 70, ВЫПУСК 12
25 ДЕКАБРЯ, 1999

Письма в ЖЭТФ, том 70, вып.12, стр.771 - 775

© 1999г. 25 декабря

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА В
СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА С БОЛЬШИМ
РАЗМАГНИЧИВАНИЕМ И ВЫСОКИМ КРАЕВЫМ БАРЬЕРОМ

В.Н.Забенкин¹⁾, Л.А.Аксельрод, А.А.Воробьев, Г.П.Гордеев, С.А.Чурин*

Санкт-Петербургский институт ядерной физики РАН
188350 Гатчина, Ленинградской обл., Россия

*Институт физики микроструктур РАН
603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 1 ноября 1999 г.

С помощью поляризованных нейтронов измерено распределение захваченного потока в тонких пластинках как поликристаллического, так и гранулярного сверхпроводников с большим размагничиванием и разной высотой краевого барьера. Показано, что характер критического состояния в поликристаллических пластинках, в отличие от керамической пластинки, не описывается моделью Бина.

PACS: 61.12.Ex, 74.60.-w

Магнитный отклик сверхпроводников II рода в случае, когда эффекты размагничивания могут игнорироваться, хорошо описывается в рамках модели Бина [1] с соответствующей критической плотностью тока $J_C(B, T)$. В такой геометрии линии потока параллельны, а локальная плотность тока J определяется градиентом магнитной индукции B , то есть $J = |\nabla B|$. В геометрии же с большим размагничивающим фактором (например, тонкие пленки в перпендикулярном поле) эффекты размагничивания становятся существенными. Так, в случаях, когда толщина d образца намного меньше, чем его ширина W , плотность тока обусловлена практически только искривлением линий потока. Это легко видно из уравнения Максвелла $(4\pi/c)\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} = \nabla B \times \mathbf{b} + B\nabla \times \mathbf{b}$, где $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$. Здесь первый член возникает из-за градиента B и пропорционален $1/W$, а второй – из-за искривления линий поля и пропорционален $1/d$.

Теоретический анализ влияния размагничивания на характер проникновения магнитного потока в сверхпроводник II рода проводился в ряде работ. Например, в работе [2] на примере сверхпроводящей полоски показано, как изменяются профили магнитного потока и плотности тока для модели Бина, если учесть эффекты

¹⁾ e-mail: zabenkin@npi.spb.ru

размагничивания. В этом случае можно отметить три особенности: 1) ток течет во всем образце (даже в той его части, куда магнитное поле не проникло); 2) профиль магнитного потока имеет расходимость на краях образца; 3) соотношение $J = |\nabla B|$ не выполняется. Однако несмотря на все отличия в распределениях магнитного потока и плотности тока, в этой ситуации магнитный поток начинает проникать также с краев образца и с увеличением внешнего поля продвигается к середине.

В работах [3, 4] проведен теоретический анализ структуры критического состояния в сверхпроводящих образцах, при котором принимались во внимание не только эффекты размагничивания, но также учитывался и краевой барьер. Из этого анализа следует, что при помещении, например, сверхпроводящих пленок в магнитное поле, перпендикулярное их плоскости, в них должна наблюдаться принципиально отличная от биновской [1] структура критического состояния. Главная особенность такой ситуации в том, что в отсутствие пиннинга магнитный поток сразу проникает в середину пленки и там концентрируется. По мере увеличения внешнего магнитного поля область, занятая магнитным потоком, расширяется, и ее граница приближается к краям образца. Распределение магнитного потока вдоль ширины образца (ось Y) в этом случае описывается выражением

$$B(y) = \begin{cases} H_0 \sqrt{\frac{b^2 - 4y^2}{W^2 - 4y^2}} & \text{для } |y| < b/2, \\ 0 & \text{для } b/2 < |y| < W/2; \end{cases}$$

здесь H_0 – значение приложенного магнитного поля, b – ширина области, занятой вихрями.

Наличие же объемного пиннинга приводит к тому, что вместо одной области, занятой магнитным потоком, возникают две, которые разделены друг от друга некоторым расстоянием, величина которого определяется силой пиннинга (чем больше значение силы пиннинга, тем больше это расстояние). По мере увеличения внешнего магнитного поля обе области расширяются. Их внешние границы приближаются к краям образца, а внутренние – к середине, где области сливаются. При большой силе пиннинга расстояние между областями, занятыми потоком, может быть порядка ширины образца. В этом случае структура магнитного потока в образце принципиально не отличается от структуры, описываемой моделью Бина.

Мы предприняли попытку сравнить магнитные свойства керамического (гранулярного) и квазимонокристаллического (негранулярного) образцов в такой геометрии. Для исследования были изготовлены пластинки в форме призмы из этих материалов ($T_C = 92$ К). Боковые поверхности поликристаллического образца были достаточно гладкими после полировки и представляли собой мозаику из крупных монокристаллических блоков с размерами на поверхности порядка 0.2 см^2 каждый. Толщина их была, очевидно, значительно меньше толщины всего блока, поскольку на поверхности противоположной грани мозаичная картина была иной. В микроскопе, кроме больших монокристаллических поверхностей, были видны и прожилки каких-то включений, резко контрастирующих по цвету с монокристаллическими блоками. Мы считаем его крупноблочным поликристаллом. Из этого блока сначала была вырезана пластинка толщиной 1.3 мм. После проведения измерения распределения потока в этой пластинке, она была сошлифована до толщины 0.65 мм, и распределение потока измерялось вновь. Ширина образцов была 5–7, а высота – 25 мм.

Информацию о распределении магнитного потока, захваченного сверхпроводящим образцом после включения и выключения поля, мы получили методом трехмерного анализа поляризации нейтронов. Это остаточное распределение отражает характер проникновения поля в образец.

Процедура измерений была описана нами в работе [5]. Нейтронный пучок был сформирован щелями шириной 0.4 и высотой 7 мм и был направлен вдоль оси X . После охлаждения образца до нужной температуры ($T < T_C$) включалось и выключалось магнитное поле, которое было направлено вдоль толщины пластинки (ось X). Образец перемещался поперек пучка (вдоль оси Y), и в каждой позиции y_i образца измерялись три проекции вектора поляризации пучка, прошедшего образец, для каждого начального вектора поляризации. Начальные векторы поляризации последовательно направлялись вдоль одной из трех взаимно-перпендикулярных осей (X, Y, Z). После измерений девяти компонент векторов поляризации образец отогревался до $T > T_C$, и вся процедура повторялась с новым значением внешнего магнитного поля.

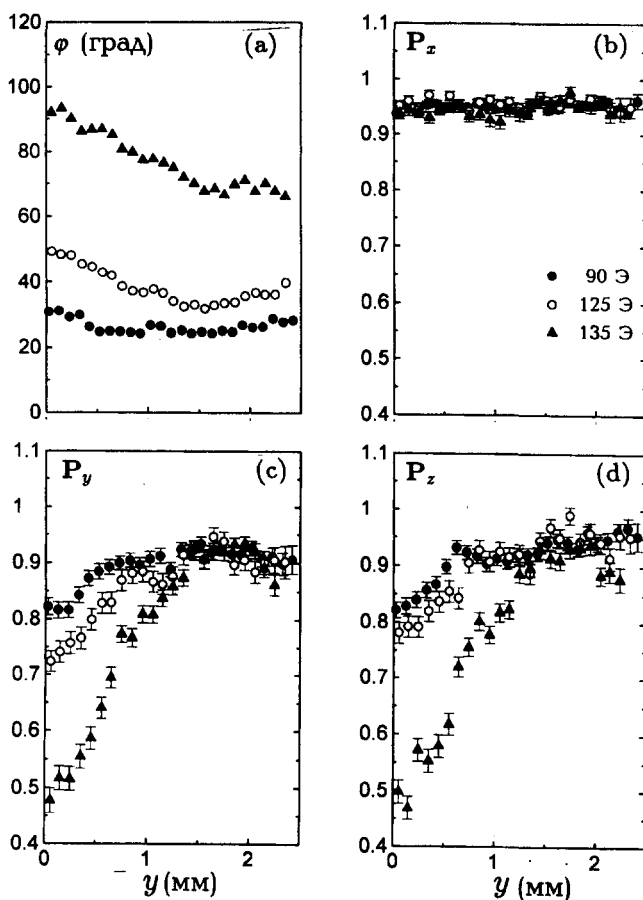


Рис.1. Экспериментальные результаты для поликристаллического образца толщиной 1.3 мм при нескольких значениях приложенных полей и $T = 80$ К для половины образца: а) зависимость угла поворота вектора поляризации от координаты y ; б-д) поведение модуля вектора поляризации при перемещении образца

Угол поворота φ вектора поляризации пропорционален величине магнитной индукции B ($\varphi = \gamma/v \cdot B \cdot L$, где L – длина участка траектории нейтронов, для которого $B \neq 0$, v – скорость нейтронов, а γ – гиромагнитное отношение нейтрона). Поэтому

о распределении магнитного потока в сверхпроводящем образце можно судить по зависимости угла поворота от положения образца относительно нейтронного пучка.

Результаты эксперимента показаны на рис.1, 2. При $T = 80$ К поле начинает проникать в поликристаллический образец приблизительно при 50 Э. По мере увеличения внешнего поля поток начинает концентрироваться в центре образца ($y = 0$ мм) с небольшим ростом общего уровня по образцу (рис.1а).

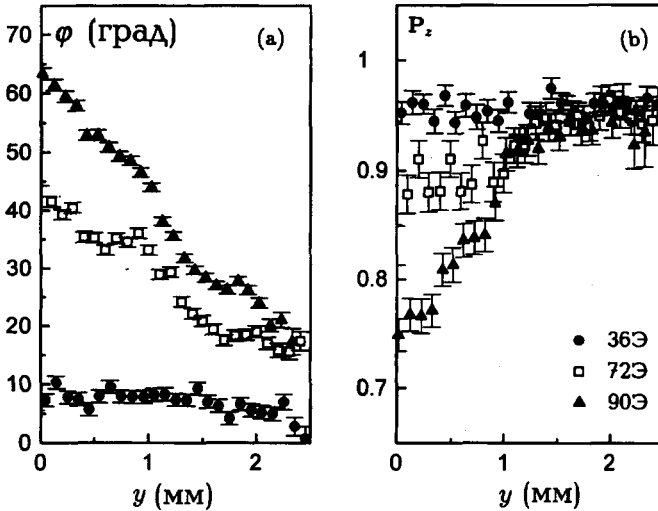


Рис.2. Экспериментальные результаты для поликристаллического образца толщиной 0.65 мм при нескольких значениях приложенных полей и $T = 80$ К для половины образца: а) зависимость угла поворота вектора поляризации от координаты y ; б) поведение модуля вектора поляризации при перемещении образца

Вектор поляризации P_z , первоначально направленный вдоль оси X , не изменялся, подтверждая совпадение его направления с направлением поля (рис.1б). Векторы же P_y и P_z поворачивались на угол φ . При этом их модули сохранялись только у краев образца, в центре же, где имеет место концентрация потока, наблюдалась деполяризация, то есть уменьшение модуля (рис.1с,д). Вопрос о происхождении деполяризации остается пока открытым. Возможны, по крайней мере, две причины. Первая – неоднородность рассеянного поля. Но эту причину, по всей вероятности, можно исключить, так как уменьшение толщины образца в 2 раза (рис.2) приводит к уменьшению деполяризации даже для больших значений намагниченности образца. Вторая причина связана с тем, что поток проникает в образец не только вдоль направлений, параллельных оси Y , но также и вдоль направлений, параллельных оси Z . Проникновение вихрей вдоль оси Z приводит к возникновению неоднородного распределения потока по высоте, вклад которого в деполяризацию определяется высотой щели (7 мм). Следует заметить, что если бы распределение потока описывалось моделью Бина, то в условиях нашего эксперимента неоднородное по высоте распределение потока не должно было достигать области засветки пучка. Таким образом, по нашему мнению, деполяризация пучка дополнительно свидетельствует о том, что поток концентрируется в центре образца.

Картина распределения захваченного потока в керамической пластине толщиной 0.8 мм при $T = 60$ К отличается от предыдущих и показана на рис.3. По-видимому подавление краевого барьера, характерное для керамических ВТСП, и сильный пиннинг приводят к распределению, описываемому моделью Бина. Аналогичное исследование, проведенное нами на керамическом образце в геометрии, в которой эффекты размагничивания несущественны [5], привело к сходным результатам. Отметим,

однако, что значение внешнего поля, при котором магнитный поток начинал захватываться, составляло в работе [5] ~ 4.5 Э. В экспериментах же с тонкой пластинкой при этом значении поля уже достигается насыщение.

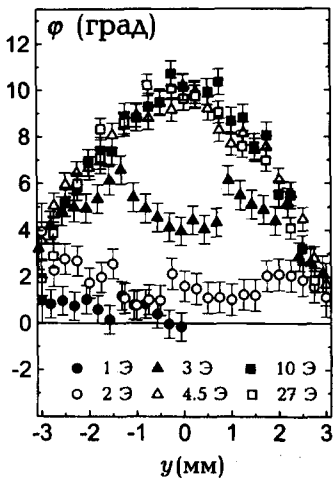


Рис.3. Зависимость угла поворота вектора поляризации от положения керамического образца при $T = 80$ К для разных значений приложенных полей

Таким образом, в работе методом нейтронного рассеяния исследована структура магнитного потока, возникающая в сверхпроводниках с большим размагничивающим фактором и достаточно высоким краевым барьером. Полученные результаты подтверждают вывод работ [3, 4] о том, что в сверхпроводниках с большим размагничивающим фактором и достаточно высоким краевым барьером возникает принципиально новая структура критического состояния, проявляющаяся в концентрации магнитного потока в середине образца. Характер этих структур определяется соотношением параметров краевого барьера и величины средней силы объемного пиннинга.

Авторы благодарны И.Л.Максимову, стимулировавшему постановку этих экспериментов, за обсуждение их результатов и критические замечания, а также Д.Ю.Водолазову за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке Российской государственной программы "Нейтронные исследования конденсированных сред" и Российского фонда фундаментальных исследований (грант #96-15-96775).

1. C.P.Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
2. E.Zeldov, J.R.Clem, M.McElfresh et al., Phys. Rev. **B49**, 9802 (1994).
3. E.Zeldov, A.I.Larkin, V.B.Geshkenbein et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1428 (1994).
4. И.Л.Максимов, А.А.Елистратов, Письма в ЖЭТФ **61**, 204 (1995).
5. L.A.Akselrod, G.P.Gordeev, V.N.Zabenkin et al., Physica **B221**, 219 (1994).