

Результаты настоящей работы показали, что используемые нами многослойные кристаллические структуры имеют достаточно хорошее совершенство, чтобы проводить на них рентгенодифракционные эксперименты с помощью техники стоячих рентгеновских волн. При этом разработанные теоретические представления хорошо согласуются с экспериментом (рис. 1, 2).

Применение МСС в качестве генератора стоячей волны с заданным периодом дает возможность, используя характеристическое флуоресцентное излучение, изучать любые атомные слои на поверхности таких структур.

Впервые получены экспериментальные расчетные угловые зависимости выхода фотоэлектронов для МСС. Подчеркнем, что несмотря на то, что фотоэмиссия идет от одного-двух аморфных слоев толщиной несколько десятков ангстрем, угловая зависимость имеет четко выраженный дисперсионный характер, отражающий структуру волнового поля. А это значит, что данный вторичный процесс можно использовать для изучения совершенства „структуры“ МСС, определения, например, толщин аморфных слоев на ее поверхности. Нами уже начаты подобные исследования.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К о в а л ь ч у к М.В., К о н В.Г. // УФН. 1986. Т. 149. В. 1. С. 69.
- [2] В а р б е е Ур., W a r b u r t o n К. // Mater. Lett. 3(1984), 17.
- [3] В е д з у к J. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. A266. P. 679.
- [4] П л а т о н о в Ю.В., П о л у ш к и н Н.Н., С а л а ш е н к о Н.Н., Ф р а е р м а н А.А. // ЖТФ. 1987. 57. В. 11. С. 2192.

Институт кристаллографии
им. А.В. Шубникова
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
2 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

05.4

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ АБРИКОСОВСКИХ ВИХРЕЙ
В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ
ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ γ -ОБЛУЧЕНИЯ

В.Н. Г у б а н к о в, Ф.Н. С к л о к и н,
Л.С. К у з ь м и н, М.П. Л и с и ц к и й

1. Захваченный в джозефсоновском туннельном переходе (ДТП) магнитный поток оказывает существенное влияние на величину кри-

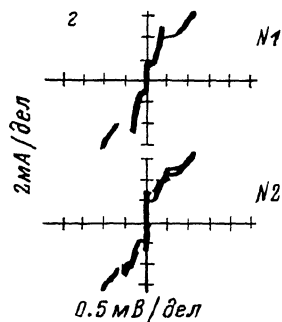
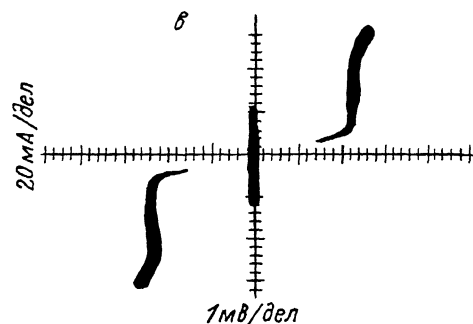
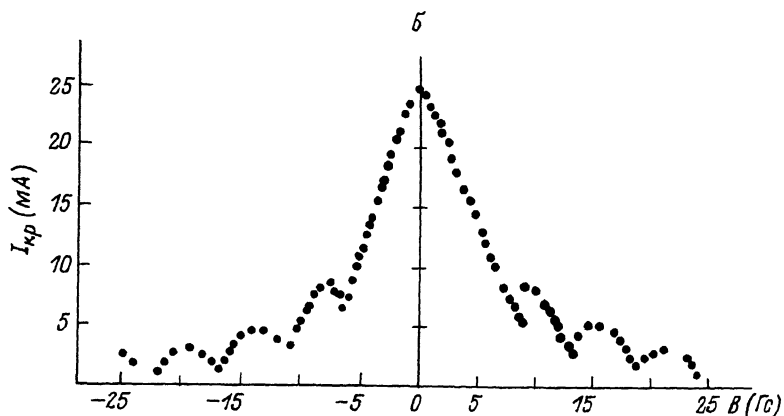
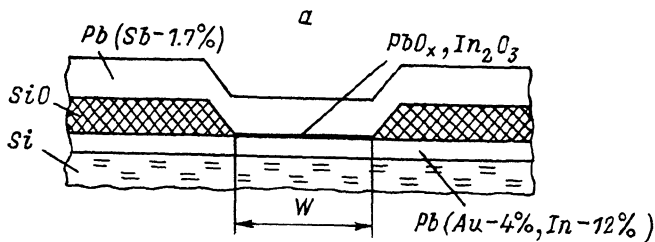


Рис. 1, а - разрез образца. W - область ДТП, б - зависимость тока Джозефсона от индукции внешнего магнитного поля, полученная при $T = 4,2$ К без γ -облучения после охлаждения ДТП в нулевом магнитном поле; в - ВАХ ДТП, измеренная при $T = 4,2$ К после охлаждения в нулевом магнитном поле (γ -облучение отсутствует); г - ВАХ ДТП, зарегистрированные при γ -облучении после включения и выключения магнитного поля индукцией ~ 240 Гс при $T = 4,2$ К. Интервал времени между регистрацией ВАХ №1 и №2 - 20 секунд.

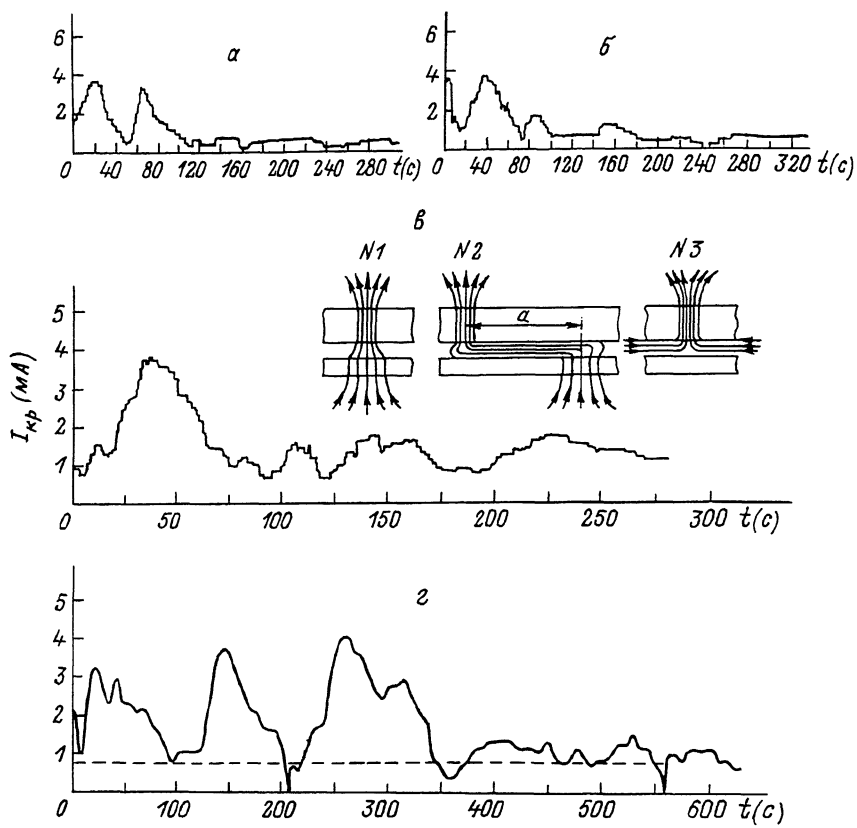


Рис. 2, а-г - временные зависимости критического тока I_K , измеренные в ходе γ -облучения после охлаждения ДТП от $T > T_K^B$ до $T = 4.2$ К в магнитном поле индукцией ~ 240 Гс с последующим его выключением (зависимости а-в) - прямые экспериментальные записи, зависимость г - усредненная кривая). На вставке к рисунку в, согласно работе [7], приведены возможные конфигурации магнитных вихрей, захваченных в пленках ДТП: № 1 - прямолинейный вихрь, № 2 - искривленный вихрь с параметром искривления α , № 3 - вихрь, захваченный в одном из электродов.

тического тока Джозефсона I_K [1-3]. Это обстоятельство использовалось в данной работе для наблюдения с помощью ДТП воздействия γ -облучения на захваченные магнитные вихри в сверхпроводящих пленках.

2. Работа проводилась с образцом, разрез которого изображен на рис. 1, а. ДТП изготовлялся по тонкопленочной технологии на основе сплавов свинца [4-6]. Нижним электродом служила пленка Pb ($Au - 4\%$, $In - 12\%$) толщиной $\sim 1800 \text{ \AA}$ с температурой сверхпроводящего перехода $T_K^N \sim 6.8 \text{ К}$. Область туннельного контакта создавалась при помощи окна в диэлектрическом слое SiO размером $30 \times 30 \text{ мкм}^2$. Туннельный барьер получался путем термического окисления нижнего электрода в атмосфере кислорода. Верхним электродом являлась пленка Pb ($Sb - 1.7\%$) толщиной $\sim 3800 \text{ \AA}$ с $T_K^B \sim 7.2 \text{ К}$. На рис. 1, б, в приведены зависимость I_K от величины индукции магнитного поля B и вольтамперная характеристика (ВАХ) ДТП, измеренные без γ -облучения. Во всех экспериментах магнитное поле было направлено практически параллельно плоскости ДТП. В качестве γ -источника использовался ^{57}Co с энергиями γ -квантов 6.4 кэВ, 14.4 кэВ и 122 кэВ. Активность источника $\sim 27 \text{ мКи}$.

3. Эксперименты с γ -источником выполнялись следующим образом. При установке γ -источника в измерительную ячейку напротив ДТП происходило непрерывное облучение образца в течение всего эксперимента. ДТП охлаждался от $T > T_K^B$ до $T = 4.2 \text{ К}$ при выключенном внешнем магнитном поле и после этого на осциллографе визуально регистрировалась ВАХ ДТП. В отсутствие магнитного поля изменений во времени величины I_K и вида ВАХ в ходе данных измерений не наблюдалось. При приложении магнитного поля различной величины в пределах до 25 Гс критический ток I_K соответствовал зависимости $I_K(B)$, полученной без γ -облучения и не были зарегистрированы изменения величины I_K и вида ВАХ по времени. Однако при включении магнитного поля индукцией $\sim 240 \text{ Гс}$ и последующим его выключением на осциллографе было обнаружено изменение во времени как величины I_K , так и ступенек Фиске на ВАХ (рис. 1, г) с постепенным затуханием процесса.

После охлаждения ДТП в магнитном поле от $T > T_K^B$ до $T = 4.2 \text{ К}$ и последующим его выключением также было обнаружено изменение I_K и ступенек Фиске на ВАХ во времени под действием γ -излучения. На рис. 2, а-г приведены временные зависимости I_K , облучаемого γ -квантами ДТП после быстрого охлаждения от $T \sim 15 \text{ К}$ до $T = 4.2 \text{ К}$ в магнитном поле индукцией $\sim 240 \text{ Гс}$. Обращает на себя внимание колебательный характер зависимостей с постоянным затуханием и прекращением изменения величины I_K (и ступенек Фиске на ВАХ). Характерное время затухания процесса после включения и выключения магнитного поля при $T = 4.2 \text{ К}$, а также после охлаждения в магнитном поле от $T > T_K^B$ до $T = 4.2 \text{ К}$ было порядка нескольких сот секунд.

В экспериментах, проведенных при тех же условиях охлажденная в магнитном поле индукцией $\sim 240 \text{ Гс}$, но без γ -источника, не наблюдалось изменение критического тока во времени при $T = 4.2 \text{ К}$ (пунктирная линия на рис. 2, г).

4. Зарегистрированные изменения величины I_k и ступенек Фиске во времени под действием γ -облучения можно объяснить следующим образом. При охлаждении пленок, образующих ДТП от $T > T_k^B$ до $T < T_k^B$, в магнитном поле с последующим его выключением, либо при включении и выключении магнитного поля, большего первого критического поля пленок, происходит захват магнитного потока на центрах пиннинга в виде перпендикулярных плоскости ДТП абрикосовских вихрей. Такая ориентация вихрей связана с тем, что магнитное поле не было выставлено строго параллельно плоскости ДТП и имела его перпендикулярная компонента. В соответствии с работой [7] можно предположить, что захваченные магнитные вихри имеют конфигурации, изображенные на вставке к рис. 2, в.

Фотоэлектрическое поглощение является основным процессом взаимодействия γ -квантов с энергией $E_\gamma < 0.5$ МэВ для свинца [8]. Наименьшая расчетная энергия испущенного фотоэлектрона для $E_\gamma = 122$ кэВ равна 34 кэВ, причем фотоэлектроны испускаются преимущественно перпендикулярно первичному γ -кванту (в нашем случае вдоль пленок, образующих ДТП). В работах по зондированию сверхпроводящих пленок электронным пучком [9-11] было показано, что при сильном поглощении фононов в пленках, приводящем к сохранению локального теплового равновесия между квазичастицами и фононами (это условие для пленок из свинца выполняется [10]), воздействие электрона с энергией ~ 20 кэВ на сверхпроводник можно свести к тепловому эффекту, результатом которого является локальное разрушение сверхпроводимости, то есть понижение параметра порядка. Область локального разрушения благодаря диффузии тепла распространяется на расстояние ~ 1 мкм от трека электрона и в дальнейшем исчезает в результате релаксационных процессов. Время существования области локального разрушения сверхпроводимости $\sim 10^{-10}$ - 10^{-9} секунды. Можно предположить, что фотоэлектроны от γ -квантов воздействуют на сверхпроводник аналогичным образом.

Известно, что захваченные в сверхпроводящих пленках магнитные вихри находятся в метастабильном состоянии. Если вихри окажутся в области локального разрушения сверхпроводимости, в которой уменьшена сила пиннинга, то за время существования этой области возможно изменение конфигурации вихрей, приводящее к уменьшению их энергии. При наличии в пленках градиента магнитной индукции скачки вихрей любой конфигурации будут происходить преимущественно в его направлении, то есть к краям пленки. Данный процесс аналогичен процессу термоактивированного крипа магнитного потока [12]. В результате образования области локального разрушения сверхпроводимости у границы пленки возможен выход магнитных вихрей из электродов ДТП. Так как поглощение фотоэлектрона происходит главным образом в одной из пленок, то наибольшей подвижностью должны обладать вихри, захваченные в одном из электродов (см. вставку № 3 к рис. 2, в). Кроме того, теоретические расчеты, проведенные к работе [7], показывают, что

данные вихри вносят наибольший вклад в подавление I_K : для круглого ДТП радиусом R с вихрем, расположенным от центра ДТП на расстоянии b , при $b \lesssim 0,5 R$ величина I_K определяется выражением

$$I_K \approx I_{K0} 1,3 \frac{b}{R}, \quad (1)$$

где I_{K0} — критический ток при отсутствии вихря. Для качественных оценок формула (1) применима и для квадратной геометрии ДТП. Можно предположить, что движением таких вихрей через область ДТП, вызванное поглощением фотоэлектронов, приводит к возникновению наблюдаемых длительных колебаний I_K во времени. Как следует из эксперимента, характерная величина скачка I_K составляет 0,1–0,3 мА (рис. 2, а–в). Если допустить, что скачок I_K происходит от смещения одного вихря, изображенного на вставке № 3 к рис. 2, в, то согласно формуле (1) данное смещение соответствует величине 0,05–0,14 мкм, что меньше размера области локального разрушения сверхпроводимости, вызванного фотоэлектроном, и указывает на применимость данной модели. Для искривленного вихря (вставка № 2 к рис. 2, в), попавшего в область локального разрушения сверхпроводимости, по-видимому, наиболее вероятны те скачки на новые центры пиннинга, которые приводят к уменьшению параметра α , то есть к уменьшению энергии вихря, что ведет, согласно формуле (18) работы [7], к увеличению I_K . Прямолинейные вихри, захваченные в обоих электродах (вставка № 1 к рис. 2, в), обладают наихудшей подвижностью и воздействие на них фотоэлектронов слабо сказывается на величине I_K . Постепенное затухание колебаний I_K при длительном облучении можно объяснить тем, что с течением времени уменьшается количество вихрей, захваченных в одном из электродов и падает вероятность их взаимодействия с фотоэлектронами. Кроме того, длительное облучение может приводить к уменьшению параметра α для вихрей изогнутой конфигурации, что делает их все менее и менее чувствительными к воздействию локального разогрева.

При изменении конфигурации магнитных вихрей в области ДТП происходит изменение величины эффективного магнитного поля. Высота ступенек Фиске на ВАХ зависит от магнитного поля в области ДТП [13]. Следовательно, изменение конфигурации магнитных вихрей будет приводить к изменению структуры ступенек Фиске на ВАХ, что и наблюдалось экспериментально (рис. 1, г).

Обнаруженное воздействие γ -излучения на величину критического тока ДТП посредством изменения структуры магнитных вихрей можно использовать для детектирования ядерных частиц.

Авторы благодарны М.Ю. Куприянову за обсуждение полученных результатов.

- [1] Washington M.A., Fulton T.A. // Appl. Phys. Let. 1982. V. 40. N 9. P. 848-850.
- [2] Wada M., Nakano J., Yanagawa F. // J. of Vacuum Sci. and Technology. 1985. V. A3. N 2. P. 383-386.
- [3] Uchida N., Enpucu K., Matsugaki Y., Tomita S., Irie F. - J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 9. P. 5287-5292.
- [4] Ames I. // IBM J. of Research and Development. 1980. V. 24. N 2. P. 188-194.
- [5] Greiner J.H., Kircher C.J., Klepner S.P., Lahiri S.K., Warnescke A.J., Basavaiah S., Yen E.T., Baker John M., Brosious P.R., Huang H.-C.W., Murakami M., Ames I. // IBM J. of Research and Development. 1980. V. 24. N 2. P. 195-205.
- [6] Broom R.F., Jaggi R., Mohr Th.O., Oosenbrug A. // IBM J. of Research and Development. 1980. V. 24. N 2. P. 206-211.
- [7] Голубов А.А., Куприянов М.Ю. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 4. С. 1512-1523.
- [8] Стародубцев С.В., Романов А.М. // Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Ч.1. Источники гамма-излучения и элементарные процессы взаимодействия гамма-лучей с веществом. Ташкент: 1964. 251 с.
- [9] Clem John R., Huebener R.P. // J. of Appl. Phys. 1980. V. 51. N 5. P. 2764-2773.
- [10] Gross R., Koyanagi M. // J. Low Temp. Phys. 1985. V. 60. N 3/4. P. 277-295.
- [11] Bosch J., Gross R., Koyanagi M., Huebener R.P. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 13. P. 1448-1451.
- [12] Anderson P.W., Kim Y.B. // Rev. Modern Phys. 1964. V. 36. P. 39-43.
- [13] Дмитренко И.М., Янсон И.К., Свистунов В.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. С. 17-21.

Поступило в Редакцию
23 мая 1989 г.