

©1994

ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЗАТУХАЮЩЕГО ТОКА В ВТСП КОЛЬЦЕ

А.И.Шельх, Е.К.Кудинов

Обсуждается вопрос об особенностях экспериментов по возбуждению незатухающего тока в ВТСП кольце. Отмечено, что в подобных экспериментах конфигурация Ааронова-Бома имеет существенные преимущества по сравнению с другими.

1. Обычно незатухающий ток в сверхпроводящем кольце создается следующим способом. Кольцо охлаждается от температуры $T > T_c$ во внешнем магнитном поле B . По достижении температуры $T < T_c$, когда возникает сверхпроводящее состояние, магнитное поле выключается. В кольце индуцируется незатухающий ток I , который в окружающем его пространстве создает магнитное поле. Заметим, что именно этот эффект привел к открытию сверхпроводимости Камерлинг-Оннесом [1].

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) стимулировало значительную интенсификацию исследований во всех направлениях физики сверхпроводящего состояния, в том числе и исследования упомянутого выше явления. Поскольку основной наблюдаемой величиной, характеризующей токовое состояние сверхпроводящего кольца, является индуцированное им магнитное поле, для правильной постановки и интерпретации таких экспериментов важно учитывать все механизмы, порождающие это поле. Настоящая статья посвящена обсуждению этого вопроса.

Все известные к настоящему времени высокотемпературные сверхпроводники являются сверхпроводниками II рода с аномально низким (порядка единиц эрстед) значением первого критического поля H_{c1} . При этом нелинейность кривой намагниченности заметна уже в полях порядка десятых долей эрстеда, т.е. захват потока (жесткость) имеет место в весьма слабых полях. Поэтому результирующее магнитное поле кольца, в котором создано токовое состояние, складывается из поля, порожденного кольцевым незатухающим током, и поля, индуцируемого захваченным потоком. Последний сильно зависит от деталей процесса индуцирования кольцевого тока. Поскольку в керамических образцах критический ток соответствует значению поля также порядка нескольких эрстед, учет упомянутых деталей жизненно важен при анализе экспериментальных результатов. Ниже мы рассматриваем некоторые экспериментальные ситуации.

2. Внешнее магнитное поле пронизывает отверстие кольца таким образом, что в веществе кольца поле равно нулю (конфигурация

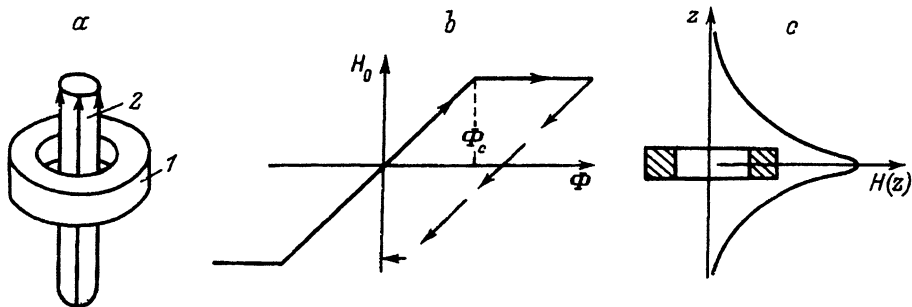


Рис. 1.

a — конфигурация Ааронова-Бома (1 — сверхпроводящее кольцо, 2 — идеальный соленоид); *b* — зависимость поля H_0 в центре кольца от потока Φ , созданного соленоидом, после выключения соленоида; *c* — поле H на оси кольца в зависимости от расстояния z до его центра.

Ааронова-Бома). Это можно реализовать посредством идеального соленоида, проходящего через отверстие кольца и расположенного вне вещества кольца (рис. 1, *a*). В рассматриваемой конфигурации единственным магнитным полем, действующим на вещество кольца, является поле, созданное кольцевым током I . При $T < T_c$ величина кольцевого тока является однозначной функцией магнитного потока Φ , пронизывающего кольцо вплоть до значения $\Phi = \Phi_c$, при котором I достигает критического значения I_c , причем эта зависимость является линейной с точностью до членов порядка отношения глубины проникновения к характерному размеру кольца, $I = L\Phi$, L — коэффициент самоиндукции. (Мы предполагаем, что изменение Φ происходит достаточно медленно, так что в каждый момент времени система находится в термодинамическом равновесии). При $\Phi = \Phi_c$ ток достигает своего критического значения I_c и при дальнейшем увеличении $\Phi > \Phi_c$ остается равным I_c . Зависимость $I = f(\Phi)$ (токовое уравнение состояния кольца) дана на рис. 1, *b*. Анализ этой зависимости [2] показывает, что если охлаждать кольцо до $T < T_c$ без внешнего поля (т.е. $\Phi = 0$), то в нем также можно индуцировать незатухающий ток, для чего достаточно включить и выключить внешнее поле. Если при этом $2\Phi_c > \Phi > \Phi_c$, то индуцированный ток $I < I_c$. При $\Phi > \Phi_c$ ток равен критическому $I = I_c$.

Кольцевой ток создает магнитное поле H . Оно максимально в центре кольца, а по мере удаления от его центра осевая компонента поля H_z уменьшается по абсолютной величине, сохраняя знак (рис. 1, *c*). В этих опытах радиальный разрез кольца приводит к исчезновению кольцевого тока и, следовательно, поля H .

3. Кольцо охлаждается до $T < T_c$ в постоянном однородном поле B , затем поле выключается (рис. 2, *a*). В этом случае поле B воздействует на вещество кольца, порождая вихревые линии (если B не слишком мало). Вследствие жесткости сверхпроводника часть вихревых линий захватывается веществом кольца после выключения поля B , что приводит к эффективной намагниченности вещества кольца в направлении поля B . Поле H , создаваемое после выключения внешнего поля B , порождается как кольцевым током, так и упомянутой намагниченностью кольца. В то время как с ростом поля B кольцевой ток не может пре-

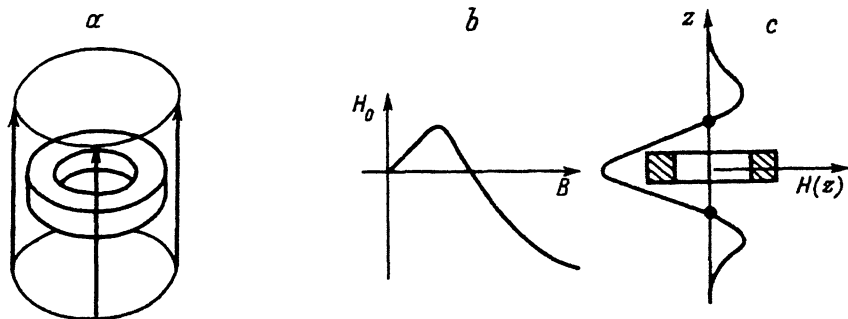


Рис. 2.
 а — кольцо в однородном поле B , б — зависимость поля в центре кольца от B ,
 с — зависимость $H(z)$.

высить I_c , намагниченность вещества кольца растет, и при достаточно больших B ее вклад становится определяющим, причем зависимость H от B является нелинейной. Типичная картина зависимости поля в центре кольца H_0 показана на рис. 2, б. Сначала зависимость линейна, как в первом случае. С ростом B включается механизм захвата потока, что приводит к обращению H_0 в нуль с последующим изменением знака и монотонному росту его. Зависимость поля на оси кольца от расстояния до его центра показана на рис. 2, с [3]. Отметим существование на оси z точек, в которых $H = 0$ (магнитные «ловушки»). Они удалены от центра на расстояние порядка линейных размеров кольца. (Заметим, что авторы [4] при объяснении «необычной левитации» сверхпроводника встретились с определенными трудностями, поскольку они не учитывали наличия упомянутых ловушек. Как было показано в [5], такой учет приводит к хорошему согласованию экспериментальных результатов с расчетами).

Радиальный разрез кольца не меняет характера зависимости H_0 от B при не слишком малых B . Это указывает на то, что в этой области полей вклад в H кольцевого тока мал в сравнении с вкладом от намагниченности.

Отметим, что при исследовании токового состояния в рассматриваемой конфигурации эксперимента необходима процедура разделения поля H на вклады, созданные током и намагниченностью.

4. Кольцо охлаждается до $T < T_c$ в поле стержневого постоянного магнита, который затем удаляется. Этот способ нагляден и прост, однако неоднородность поля такого магнита, как показывает опыт, приводит к существенной зависимости конечного состояния от способа удаления магнита. Если один конец достаточно длинного магнита, намагниченного продольно, находится в центре кольца (рис. 3, а), то после его удаления в осевом направлении сверхпроводящее кольцо намагничивается в радиальном направлении. Пусть наружная поверхность кольца представляет собой полюс S , а внутренняя — полюс N (рис. 3, б). Тогда величина магнитного поля на оси зависит от z , как показано на рис. 3, с. По мере приближения к центру кольца от $z = \infty$ до $z = |b/2|$ (b — толщина кольца) поле на оси возрастает по абсолютной величине, а знак его различен по обе стороны кольца. В центре кольца оно равно нулю, т.е. реализуется магнитная «ловушка», поэтому можно наблюдать левитацию сверхпроводящего шарика в центре

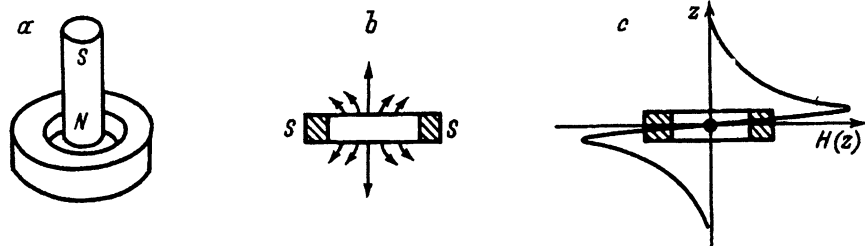


Рис. 3.

a — кольцо в поле стержневого магнита, *b* — радиально-намагниченное кольцо, *c* — поле $H(z)$.

радиально-намагниченного кольцевого магнита. (Опыт легко осуществить в жидком азоте, если придать шарикую дополнительную плавучесть). Поэтому и такая реализация эксперимента содержит неопределенность, существенно осложняющую его интерпретацию, поскольку, как следует из сказанного выше, возникновение радиальной намагниченности в этой конфигурации неизбежно.

5. Таким образом, важной составной частью экспериментов с кольцом является процедура разделения двух вкладов в магнитное поле H , индуцируемое кольцом после снятия внешнего поля (см. п. 3). Однако в ряде работ этому вопросу не уделяется должного внимания.

Эксперименту по токовому состоянию ВТСП кольца посвящена обстоятельная работа [6]. В ней анализируются два упомянутых выше источника поля кольца: кольцевой ток и порожденная вихрями намагниченность вещества кольца, а также сделана попытка их разделения. Эксперимент проводился с постоянным магнитом (см. п. 4). К сожалению, авторы не учли специфику такого эксперимента, в частности не учли возможности радиальной намагниченности. Это в известной мере снижает информативность экспериментальных результатов [6].

В работе [7] приведены интересные данные о затухании тока в ВТСП кольце. Однако в статье нет информации о величине и характере внешнего поля, индуцировавшего ток. Поэтому осталось невыясненным, связаны ли наблюдавшиеся явления с затуханием именно тока, а не с релаксацией захваченного потока (механизмы этих явлений существенно различны).

В работе [8] исследование затухания тока в ВТСП кольце проводилось по схеме п. 3. Информацию о преобладании одного из упомянутых вкладов можно получить, определив знак поля в центре кольца. К сожалению, в статье не приводятся данные о расположении датчика магнитного поля.

В заключение подчеркнем, что, по нашему мнению, при исследовании токовых свойств сверхпроводящего кольца конфигурация Ааронова-Бома является предпочтительной, так как здесь исключается воздействие на вещество кольца внешних магнитных полей (кроме, разумеется, поля рассеяния соленоида). Тем самым исключается один из источников магнитного поля, индуцируемого кольцом, и отпадает довольно ненадежная, упомянутая в п. 3, процедура разделения вкладов кольцевого тока и захваченного веществом кольца потока в наблюдаемое поле кольца.

Список литературы

- [1] Kittel C. Introduction to Solid State Physics. 1956 (second edition). New York, John Wiley. Sons. Inc. Chapman, Hall. LTD.
- [2] Шелых А.И., Кудинов Е.К. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 9. С. 2930-2933.
- [3] Васильев Э.А. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 2. С. 111-113.
- [4] Harter W.G., Hermann A.M., Sheng L.L. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 12. P. 1119-1121.
- [5] Шелых А.И., Кудинов Е.К., Сырников П.П., Степанова М.И., Смирнов И.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 16. С. 32-35.
- [6] Liu F., Tucker R.R., Heller P. // Am. J. Phys. 1990. V. 58. N 3. P. 211-218.
- [7] Колабанов Е.И., Савченко О.Я. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 23. С. 12-13.
- [8] Kanabara K., Takizawa T., Matsuura H., Shimadate R. // Physica C. 1988. V. 156. N 5. P. 727-736.

Институт физики твердого тела
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
8 февраля 1994 г.