

## Краткие сообщения

12

### Преимущества и недостатки гибридного магнита для ядерного магнитного резонанса

© Е.П. Красноперов

Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия  
e-mail: kerp@isssph.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 12 февраля 2010 г.)

Рассмотрим преимущества и недостатки гибридного магнита из мягкого ферромагнетика и сверхпроводящего кольца Y-Ba-Cu-O, выращенного охлаждением из расплава и намагничиваемого многоимпульсным методом.

Многие сверхпроводящие материалы обладают высокой плотностью критического тока, и магниты на их основе существенно превосходят аналогичные на базе ферромагнетиков. Использование сверхпроводящих магнитов для наблюдения ядерного магнитного резонанса (ЯМР) обеспечивает высокое разрешение спектров, которое, как известно, тем выше, чем больше величина магнитного поля и меньше его пространственные изменения (выше однородность) [1]. В последнее время возник интерес к созданию компактных ЯМР-магнитов на основе массивных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) со структурой Re(Y)-Ba-Cu-O, полученных методом охлаждения расплава с использованием монокристаллической затравки. Полученные таким способом образцы имеют форму дисков (до 65 mm в диаметре) и обладают высокой степенью текстуры [2,3]. В ряде случаев они близки к монокристаллическим [4]. Плотность критического тока в них превышает  $J_c = 20$  при  $\text{kA/cm}^2$   $T = 78$  K в поле 1 T. С развитием технологии качество образцов непрерывно улучшается и увеличиваются их размеры. Прогресс в технологии стимулирует проекты по разработке магнитов из ВТСП либо в форме дисков [2], либо в форме колец [3].

Главный недостаток предложенных дисковых и кольцевых конструкций [2,3] состоит в том, что они используют внешний, большой по габаритам и мощности, источник постоянного магнитного поля, который в режиме охлаждения (FC-процесс) должен обеспечить требуемые параметры магнита: величину и однородность поля. Из-за этого теряется автономность магнитной системы. Помимо того, остается проблема подстройки поля. Дело в том, что в сверхпроводнике, особенно в ВТСП из-за крипа, сверхтоки со временем заметно снижаются, и требуется коррекция поля.

Последнее время активно развивается метод импульсного намагничивания дисков [5] в силу своей простоты и небольшой энергоемкости. В этом случае проблема автономности и коррекции поля легко решается, но

даже многоимпульсным методом [6] в диске трудно обеспечивать высокую однородность поля. Дело в том, что в соответствии с моделью критического состояния плотность тока в сверхпроводнике постоянная и равна критической, а поле линейно изменяется в пространстве. В случае сверхпроводящего кольца однородность существенно улучшается, но из-за неоднородности критического тока в плоскости  $[ab]$  используемых ВТСП, сохраняется значительная радиальная неоднородность замороженного поля [3].

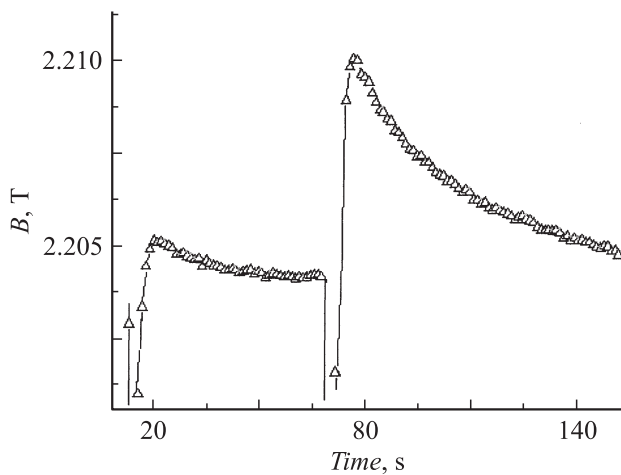
Указанные недостатки устранены в импульсно управляемом гибридном магните (ГМ), прототип которого описан в работе [7]. Формально ГМ подобен электромагниту, только вместо проволочной обмотки в нем используются сверхпроводящие кольца. Сердечники из пермендюра служат для усиления поля и достижения высокой однородности в зазоре между ними, а незатухающий ток в сверхпроводящих кольцах поддерживает намагниченность в ферромагнитных сердечниках. В современных материалах [2,3] при температуре жидкого азота ( $T = 78$  K) в кольце с сечением  $1 \text{ cm}^2$ , по-видимому, можно возбудить ток до  $I = 10 \text{ kA}$  и создать магнитное поле  $\sim 1 \text{ T}$  [3]. Если использовать сверхпроводящие кольца для намагничивания пермендюра, имеющего индукцию насыщения 2.3 T, то возможно создать гибридный магнит с однородным полем до 3 T. Учитывая, что с понижением температуры до 68 K плотность сверхтока в сверхпроводнике возрастает более чем в 2 раза, можно ожидать появления гибридных постоянных магнитов с полем 4–5 T, работающих при азотных температурах.

Предлагаемый ГМ состоит из двух пермендюровых цилиндров диаметром 16 и длиной 20 mm. Цилиндры расположены соосно с зазором 1.5–2 mm. Каждый цилиндр охватывает кольцо из сверхпроводника Y-Ba-Cu-O, которое вырезано из диска. Диски выращены методом охлаждения расплава, их свойства исследованы в [8]. Внешний диаметр колец 38 mm, толщина 11 mm. ГМ намагничивается импульсами поля,

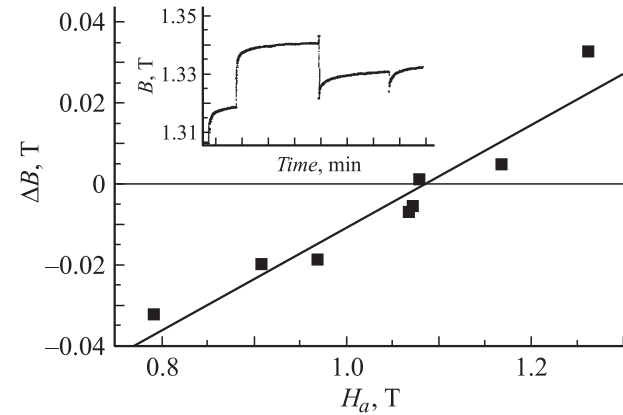
создаваемыми в наружной катушке. Форма импульса длительностью 10 ms близка к полусинусоиде. Исследования показали, что намагничивание сверхпроводящего кольца такими короткими импульсами существенно отличается от намагничивания диска. При температуре кипения азота ( $T = 78\text{ K}$ ) диск диаметром 20–40 mm можно намагнитить до максимального значения с помощью однократного импульса амплитудой 2.6–3 T [5,8]. В кольцах рассматриваемого ГМ при амплитудах, превышающих  $H_a > 1.5\text{ T}$ , происходило разрушение кольцевых сверхтоков. Вследствие этого намагниченность массивной части кольца становилась выше намагниченности кольцевых токов, и магнитный поток в отверстии кольца менял направление на противоположное (как у ферромагнетика). Поле обратного направления в ГМ достигало  $\sim 0.6\text{ T}$ . Чтобы избежать разрушения кольцевых сверхтоков, амплитуда намагничивающих импульсов выбиралась меньше 1.4 T, и оптимальный прирост поля за импульс составлял 0.03–0.04 T. В результате для достижения максимального поля в кольце ( $B_{\max} \approx 2.2\text{ T}$ ) требовалось до 50 импульсов.

На рис. 1 приведена зависимость индукции в зазоре ГМ вблизи максимального значения. После намагничивающего импульса захваченный поток уменьшается со временем. Снижение критического тока сверхпроводящих колец (релаксация тока) объясняется срывом флюксоидов с центров зацепления [9]. Уменьшение захваченного потока можно компенсировать (или немного превысить, как на рис. 1) повторным намагничивающим импульсом.

В меньших полях ( $B < 0.8B_{\max}$ ) характер релаксации изменяется. К сожалению, надежная теория захвата потока при импульсном воздействии отсутствует, а расчеты [10] относятся более к медленному, изотермическому намагничиванию. Это обстоятельство затрудняет анализ полученных закономерностей и вынуждает приводить лишь эмпирические результаты.



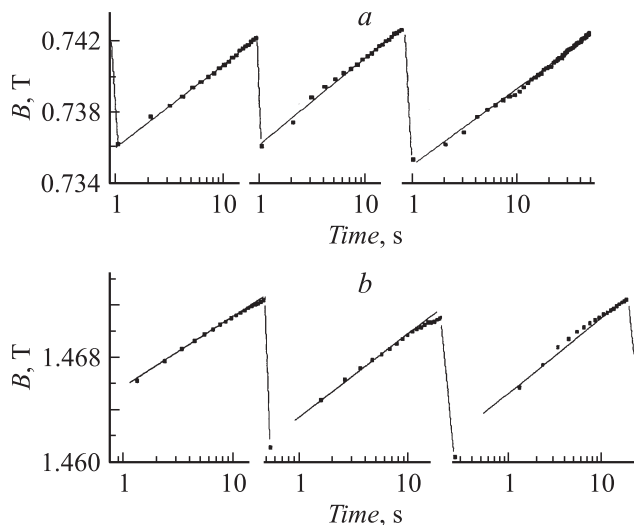
**Рис. 1.** Намагничивание гибридного магнита и релаксация поля вблизи максимальной намагниченности.



**Рис. 2.** Зависимость приращения поля в зазоре от амплитуды импульса  $H_a$  при установленном поле  $B = 1\text{ T}$ . На вставке — характерные изменения индукции в средней части намагниченности для различных амплитуд импульсов.

На вставке к рис. 2 показаны типичные кривые импульсного намагничивания ГМ вблизи поля  $B \approx 1.3\text{ T}$  для различных амплитуд поля. В течение импульса происходит скачок захваченного потока с последующим увеличением поля в зазоре ГМ. Видно, что скачки могут быть как в сторону увеличения поля (первые 2 скачка), так и в сторону его снижения (3-й скачок). Последний излом зависимости  $B(t)$  показывает случай, когда после импульса поле вернулось к прежнему значению через  $\sim 20\text{ s}$ . Из-за быстрой релаксации сверхтока трудно количественно определить величину скачка захваченного поля  $\Delta B$ . В качестве  $\Delta B$  условно выбрана разность поля перед скачком и его значением через 2 s после импульса. На рис. 2 показана зависимость  $\Delta B$  от амплитуды импульса в области  $B \approx 1.3\text{ T}$ . При амплитуде  $H_a > 1.1\text{ T}$  происходит увеличение поля в зазоре, а при меньших амплитудах поле снижается. Вблизи амплитуды  $H_a \approx 1.1\text{ T}$  поле практически не изменяется.

В полях ( $B < 0.8B_{\max}$ ) после намагничивающего импульса поле увеличивается со временем, вне зависимости от того, был скачок вниз или вверх. Как и в случае с диском [8], рост поля (отрицательная релаксация в общепринятом определении) наблюдается при условии, что положение максимума захваченного поля ( $R_{\max}$ ) находится внутри массивной части кольца  $R_{\text{out}} < R_{\max} < R_{\text{in}}$ . В этом случае по внутренней части кольца (in) течет сверхток, вызванный возрастающей частью импульса. По наружной области (out), протекает сверхток противоположного направления, вызванный спадающей частью импульса. При импульсном воздействии наружная часть кольца нагревается сильнее, чем внутренняя. Поскольку  $\partial J_c / \partial T < 0$ , то сверхток наружной части оказывается меньше, чем внутренний, а его скорость релаксации (после остывания до равновесной температуры) экспоненциально снижается [9,11]. В результате более быстрого затухания внутреннего сверхтока происходит



**Рис. 3.** Девиация поля в гибридном магните: *a* — при  $B = 0.74 \text{ Т}$  ( $B/B_{\text{max}} \approx 0.3$ ); *b* — при  $B = 1.47 \text{ Т}$  ( $B/B_{\text{max}} \approx 0.7$ ).

рост поля в центре кольца и соответственно растет намагниченность сердечника.

Как видно из рис. 2, импульс внешнего поля может снизить намагниченность ГМ. Выбором амплитуды импульса можно уменьшить  $B$  строго на величину релаксационного роста и тем самым создать периодическую девиацию поля: релаксационный рост и резкое снижение при намагничивании. Примеры таких режимов для двух значений поля показаны на рис. 3. Время отложено в логарифмическом масштабе, и его отсчет начинается заново после каждого импульса. Импульсы следуют через 30–40 с, и их амплитуды составляют  $H_{\text{at}} \approx 1.0$  и 0.9 Т для верхнего и нижнего рисунка соответственно. Поскольку релаксация сверхтока линейна в логарифмическом масштабе времени, то поле растет линейно в этом масштабе. Намагничивающий импульс, поданный через 30 с, восстанавливает первоначальную картину намагничивания. Поле резко падает, а затем вновь увеличивается. Таким способом в ГМ можно реализовать периодическую, линейную в логарифмическом масштабе времени девиацию поля.

В спектрах ЯМР в большом числе случаев используется периодическая девиация, „развертка“ поля, и спектр записывается при фиксированной частоте генератора [1]. Результат на рис. 3 с очевидностью показывает, что негативное свойство сверхпроводимости — крип магнитного потока — при импульсном управлении ГМ можно с успехом использовать в компактных ЯМР-устройствах. Импульсное управление полем и возможность его коррекции, несомненно, являются достоинством ГМ по сравнению с конструкциями из работ [2,3].

Другим достоинством ГМ является величина поля. В данном случае наибольшее значение поля составляло 2.2 Т при  $T = 78 \text{ К}$ , но такое значение обусловлено

невысоким критическим током колец и отсутствием магнитопровода, замыкающего поток сердечников.

Ферромагнитные полюса ГМ обеспечивают высокую однородность поля. Кроме того, выбором профиля полюса область однородности поля можно значительно расширить [1]. Это справедливо при условии, что зазор много меньше диаметра полюсов. Для практических целей требуется зазор между полюсами порядка 10 мм и соответственно больший размер самих ферромагнитных полюсов. Отсутствие сверхпроводящих колец большого размера пока еще ограничивает широкое применение ГМ для компактных ЯМР-устройств.

Таким образом, в гибридном магните, состоящем из ферромагнитных полюсов и сверхпроводящих колец, при импульсном намагничивании можно реализовать перестраиваемый автономный магнит с однородным полем.

Автор благодарен Картамышеву А.А. и Пузанову Д.И. за помощь в выполнении настоящей работы.

## Список литературы

- [1] *Leue A.* Ядерная индукция. М.: ИИЛ, 1963.
- [2] *Nariki S., Sakai N., Hirabayashi I., Yoshikawa M., Itoh Y., Nakamura T., Utsumi H.* // J. Physics: Conf. Ser. 2008. Vol. 97. P. 01 238.
- [3] *Kim S.B., Tokano R., Nakano T., Imai M., Hahn S.Y.* // Physica C. 2009. Vol. 469. P. 1811–1815.
- [4] *Yoshizawa S., Shimada H., Fujimoto H., Yamazaki S., and Uemura K.* // J. Physics: Conf. Ser. 2006. Vol. 43. P. 442–445.
- [5] *Yanagi Y., Itoh Y., Yoshikawa M., Oka T., Ikuta H., Mizutani U.* // Supercond. Sci. Technol. 2005. Vol. 18. P. 839–849.
- [6] *Fujishiro H., Kakehata K., Naito T., Yanagi Y., Itoh Y.* // Physica C. 2009. Vol. 469. P. 1250–1253.
- [7] *Krasnoperov E.P., Kartamyshev A.A., Puzanov D.I., Nizhelskiy N.A., Poluchenko O.L.* <arXiv: 0911.4588>.
- [8] *Kartamyshev A.A., Krasnoperov E.P., Kuroedov Yu.D., Nizhelskiy N.A., Poluschenko O.L.* // Physica C. 2009. Vol. 469. P. 805.
- [9] *Yeshurum Y., Malozemoff A.P., Shaulov A.* // Rev. Mod. Phys. 1996. Vol. 68. N 3. P. 911.
- [10] *Tsuchimoto M., Kamijo H.* // Physica C. 2007. Vol. 463–465. P. 1352–1355.
- [11] *Krabbes G., Fuchs G., Canders W.-R., May H., Palka R.* High Temperature Superconductor Bulk Materials. WILEY-VCH, 2006.