

## **Локальный метод анализа физических процессов в высокотемпературных сверхпроводниках на вихревом фронте**

**Х. Р. РОСТАМИ**

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия, e-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru*

*Разработана методика локального приближения для исследования магнитного микросостояния высокотемпературных сверхпроводников, позволяющая одновременно получить полезную информацию о кристаллическом микросостоянии образца. Зондируя объем образца при помощи фронта переменного затухающего магнитного поля, создается возможность выделить и исследовать физические процессы в сверхпроводниках, происходящие на вихревом фронте. Для образцов различной микроструктуры получены качественно новые результаты.*

**Ключевые слова:** *высокотемпературные сверхпроводники, вихревой фронт, кристаллиты, субкристаллиты.*

*A procedure of local approximation is developed for study of magnetic microstate in superconductors allowing to obtain the useful information on the crystal microstate of a sample. At probing a sample volume by means of the front of a decreasing magnetic field, the possibility to isolate and analyze the physical processes in superconductors on the vortex front, is created. The qualitatively new results are obtained for samples with various microstructures.*

**Key words:** *high-temperature superconductors, vortex front, crystallites and subcrystallites.*

Проблема выяснения механизма взаимодействия кристаллической и магнитной микроструктур высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) — одна из центральных задач физики ВТСП во многих странах мира. Она лежит в основе создания сверхпроводников с плотностью критического тока  $J_{кр}$ , близкой к критическому току  $J_{кр}^{ГЛ}$  распаривания Гинзбурга—Ландау. Задача весьма важна как для физики, так и для электроники и электро- и магнитоэнергетики. Технологически гораздо проще и дешевле синтезировать поликристаллические образцы ВТСП нужной формы и размеров. Однако в них  $J_{кр}$  существенно ниже, чем в монокристаллах и эпитаксиальных пленках ВТСП, что ограничивает их широкое применение на практике. Известно, что причиной низкой плотности  $J_{кр}$  в поликристаллических ВТСП являются малые токи слабых связей, соединяющих кристаллиты. Для повышения  $J_{кр}$  поликристаллов очень важно изучить физические процессы, происходящие внутри самих кристаллитов, так как именно они обладают наименьшими структурными несовершенствами и имеют наиболее высокие критические параметры.

Традиционные методики исследования магнитных свойств (например [1—3]) позволяют наблюдать интегральные характеристики сверхпроводников, так как внешнее поле после его выключения или уменьшения плавно выходит из образца, частично захватываясь им. Это обстоятельство не позволяет одновременно получать информацию о магнитной и кристаллографической микроструктурах образца. Одновременно изучать магнитную и кристаллографическую микроструктуры образцов можно при помощи дифракции нейтронов. Несмотря на то, что распределение полей регистрируется локально, эта методика также является интегральной, так как магнитная структура образца исследуется в магнитном поле или после его плавного снятия [4]. Из изло-

женного следует актуальность разработки методики локальной диагностики ВТСП, обеспечивающей захват магнитного потока как в однородном, так и локальном магнитных полях с возможностью изменения пространственного масштаба приложенного поля. Такая методика позволит приблизиться от больших пространственных масштабов к малым и селективно исследовать распределение локальных полей вокруг образца, монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов. Также можно получить полезную информацию не только о механизме проникновения (выхода) магнитного потока, образования и преобразования вихревой решетки, но и о кристаллографической микроструктуре образцов и выявить некоторые особенности взаимодействия магнитной и кристаллической микроструктур.

**Описание методики и установки.** На рис. 1 приведена структурная схема установки. Перед измерениями держатель 8 столика 14 при помощи микровинта поднимается вверх по оси Z, а сквозь окна в несущей 5 к столику привинчивается медная оправка 23 с образцом 22. Затем столик с образцом подводится на минимальное расстояние около 10 мкм к медному диску 17 с датчиками Холла 21. Фланец 7 жестко связан со штангой 6. Внутри штанги проходит поворотная тяга 9, обеспечивающая при помощи червячной передачи 13 линейное перемещение координатного столика в направлении X. Фиксатор 15 отмечает начало работы червячной передачи. Вся система перемещения находится внутри газоплотного микрокриостата 20. Жидкий гелий или азот заливается по стенке микрокриостата через спиралеобразный микрокапилляр 19, бифилярно намотанный поверх нагревателя, проходит через тонкокапиллярную сетку 18 и поступает в емкость микрокриостата. Термометр 16, приклеенный клеем БФ2 к образцу, вместе с нагревателем 19 при помощи модернизированной схемы на базе терморегулятора РТП-3М обеспечивают температуру в камере с погрешно-

стью не более 0,01 % в диапазоне 4,2—300 К. Нагреватель 12 служит для быстрого изменения температуры образца. Составляющая напряженности  $H_z$  магнитного поля Земли компенсируется катушкой 11, коаксиальной соленоиду 10, задающему внешнее магнитное поле напряженностью  $H_0$ . Структурная и принципиальная схема холловского магнитометра подробно описана в [5].

Для регистрации захвата магнитного потока только от фронта магнитного поля параллельно соленоиду 10 (индуктивностью  $L \approx 7,6$  Гн с активным сопротивлением обмотки  $R \approx 85,9$  Ом), создающему внешнее поле, включена емкость  $C = 0,05$  мкФ. При одновременном поступлении в токовые ключи 2, 4 от блока управления 3 импульсов прямой и обратной полярностей регулируемый источник тока 1 подсоединяется к соленоиду 10 и отключается емкость  $C$ . Таким образом, происходит накопление магнитной энергии в соленоиде. При смене полярностей указанных импульсов источник тока 1 и емкость  $C$  включаются в цепь соленоида 10. Это приводит к зарядке конденсатора  $C$  и преобразованию магнитной энергии в электрическую. В результате последовательных преобразований магнитной энергии в электрическую, и наоборот, в соленоиде возникает переменное затухающее магнитное поле

$$H(t) = H_0 \exp(-\beta t) \cos \Omega t,$$

где  $\beta = R/(2L)$  — коэффициент затухания;  $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2} \approx 1,6$  кГц — собственная частота колебательного контура;  $\omega^2 = 1/(LC)$ .

Так как амплитуда колебания  $H_0 \exp(-\beta t)$ , которая изменяется от  $H_0$  до  $-H_0$ , экспоненциально затухает до нуля, фиксируется только захваченный поток от поля напряженности  $H_0$ . На рис. 2 приведена временная зависимость  $H(t)$  для произвольных параметров LC-контура. Изменение емкости  $C$  показало, что LC-контур устойчиво работает в частотном диапазоне 0,01—2 кГц. Увеличение емкости  $C$  до 100 мкФ привело к исчезновению колебаний и переходу системы в режим работы, аналогичный традиционным методикам, когда параллельно соленоиду вместо емкости включался резистор.

Зависимость плотности захваченного магнитного потока  $B_3(H_0)$  измеряли при помощи преобразователя Холла (размер рабочей области  $50 \times 50$  мкм, коэффициент преобразования 200 мкВ/мТл) в магнитных полях индукцией до 0,13 Тл при температуре жидкого азота. Установка позволяла регистрировать сигнал датчика Холла с чувствительностью 250 нТл. Из-за токовых и потенциальных контактов, имеющих на поверхности преобразователя Холла, минимальный зазор между его рабочей поверхностью и поверхностью образца составлял около 200 мкм. Для установления точной максимальной плотности захваченного магнитного потока в центре на поверхности образцов  $B_3^{\max}(0)$  были построены нормированные осевые распределения  $B_3(z)/B_3^{\max}(0)$  от координаты  $z$ . Экстра-

поляция кривых к оси ординат, смещенной по оси  $Z$  на 200 мкм, показала, что потери сигнала на расстоянии 200 мкм от поверхности образцов составляли не более 5 %  $B_3^{\max}(0)$ . Таким образом, после установления истинного значения  $B_3^{\max}(0)$  фактическая локальность пространственных измерений будет ограничиваться размерами рабочей поверхности преобразователя Холла. Меньшие размеры устанавливаются в результате обработки экспериментальных данных по обнаруженным особенностям на зависимости  $B_3(H_0)$ .

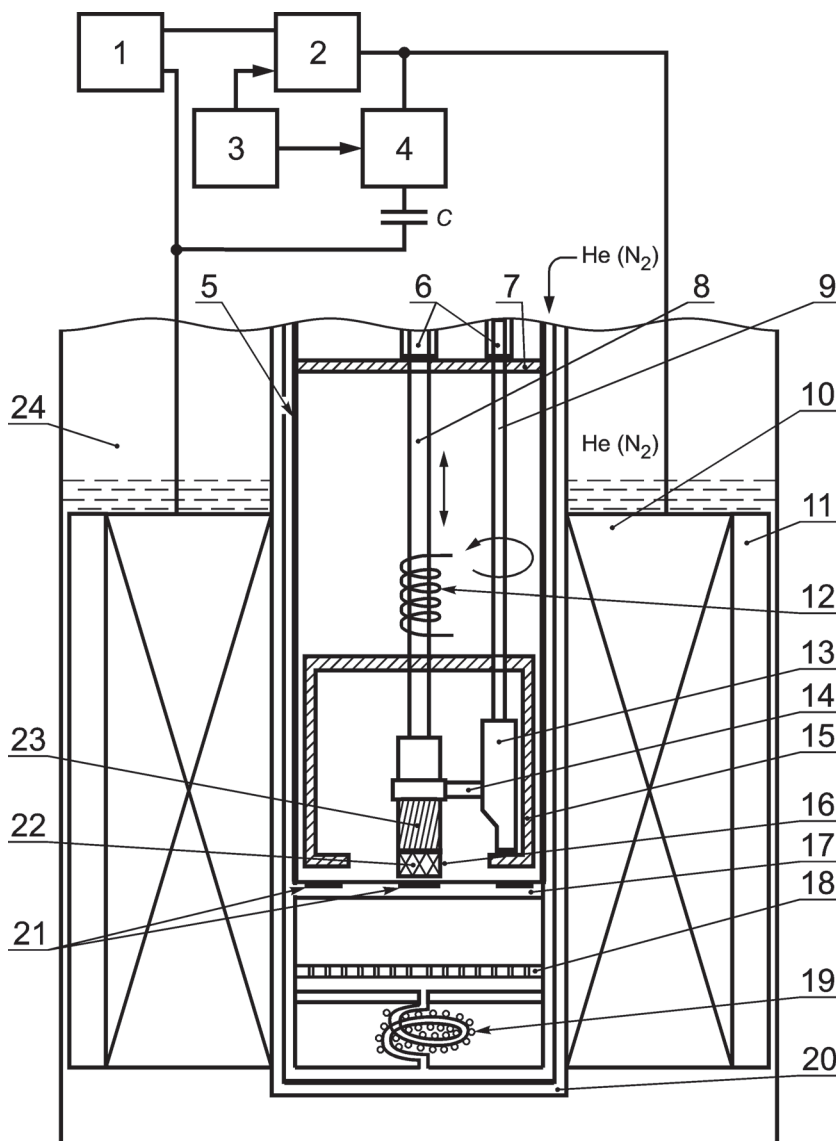


Рис. 1. Структурная схема установки:

- 1 — источник тока; 2, 4 — токовые ключи; 3 — блок управления; 5 — несущая; 6 — штанги; 7 — фланец; 8 — держатель; 9 — поворотная тяга; 10 — основной соленоид, создающий внешнее магнитное поле; 11 — соленоид, компенсирующий поле Земли; 12 — экспресс-нагреватель; 13 — червячная передача; 14 — X-стол; 15 — фиксатор; 16 — термометр; 17 — медный диск; 18 — тонкокапиллярная сетка; 19 — микрокапилляр с нагревателем; 20 — газопроточный микрокриостат; 21 — датчики Холла; 22 — образец; 23 — медная оправа; 24 — гелиевый криостат КГ-100

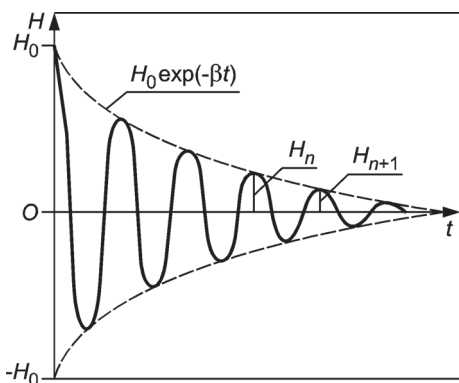


Рис. 2. Временная зависимость напряженности поля  $H(t)$  для произвольных параметров LC-контура

**Режим работы установки.** Исследование зависимости  $B_3(H_0)$  по предложенной методике проводили в режиме ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) [6]. Согласно этому режиму образец охлаждали до температуры жидкого азота в нулевом магнитном поле. Затем на одну ступеньку изменяли напряженность  $H_0$  внешнего магнитного поля и через 5 мин после его снятия измеряли  $B_3$  в центре на поверхности образца. Без нагревания образца подавали следующую большую ступеньку  $H_0$  и через 5 мин измеряли суммарную  $B_3$  и т. д. Размер ступеней равномерно шаг за шагом увеличивали. После достижения необходимой напряженности поля такими же шагами ее уменьшали. С целью плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым после каждого цикла измерения высоту ступенек поля  $H_0$  постепенно уменьшали до минимальной, при этом после каждого цикла измерения образец нагревали до температуры выше  $T_{кр}$  и заново охлаждали до температуры  $T = 77,4$  К. Такой подход позволял поэтапно передвигать фронт магнитного поля вглубь образца, монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов, а затем обратно, и следить за движением границы раздела между областями, занятыми вихрями и мейснеровскими областями, свободными от вихрей. Так как по условию эксперимента влияние заднего фронта магнитного импульса исключалось, зондирование объема образца при помощи переднего фронта переменного за-

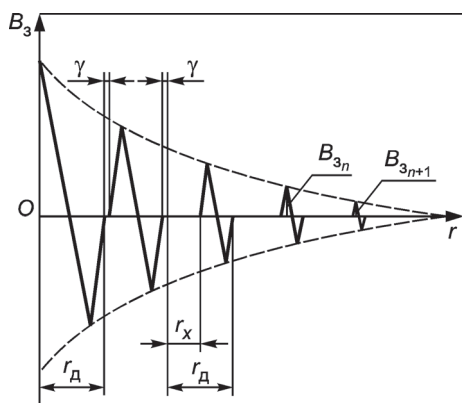


Рис. 3. Схематическое распределение плотностей захваченного магнитного потока  $B_3$  по радиусу образца  $r$  после воздействия на образец максимального поля  $H(t)$

тухающего магнитного поля позволило отдельно исследовать магнитное состояние областей с одинаковыми критическими параметрами, провести локальный захват потока и изменить топологию захваченного магнитного потока при использовании переднего фронта поля. С ростом  $H_0$  граница раздела вихревых и мейснеровских областей постепенно сжималась вокруг зон с наиболее высокими критическими параметрами. Таким образом, циклированием поля можно добиться взаимных переходов между гауссовым и  $\delta$ -образным распределениями захваченного магнитного потока. Это даст возможность получить полезную информацию о магнитных свойствах образцов в зависимости от кристаллографической микроструктуры таких пространственно неоднородных сверхпроводников, какими являются ВТСП.

**Подавление остаточного сигнала.** На рис. 3 схематически показано распределение по радиусу  $r$  отклика образца  $B_3$  на воздействие поля  $H(t)$ , позволяющее определить индукцию остаточного поля  $\Delta B_3$ , вызванного неполной компенсацией сигнала от положительных и отрицательных полупериодов поля  $H(t)$ . Рассмотрим случай, когда поле  $H(t)$  приводит к реализации модели [7] в кристаллитах размером  $2r_D$  и подавлению слабых связей в межкристаллитном пространстве шириной  $\gamma$  [6]. При напряженности магнитного поля кристаллитов  $H_{c1D}$  ниже первого критического сдвига  $r_X$  фронта  $B_3$  от центра диска сравним с его радиусом  $r_D$ . Степень подавления  $\Delta B_3$  определяли из выражения

$$k = B_3(t=0) / \Delta B_3 = B_3(t=0) / \sum_{n=1}^N [B_3(t_{2n-1}) - B_3(t_{2n})]. \quad (1)$$

Как показал анализ, из-за многократной компенсации сигнала отклика от положительных и отрицательных полупериодов  $H(t)$  усредненный остаточный сигнал  $\Delta B_3$  оказывается величиной 2-го порядка малости по сравнению с сигналом отклика образца  $B_3$  на первом полупериоде  $H(t)$ . Для оценки  $\Delta B_3$  в момент времени  $t$  по прошествии шести экстремумов первых трех периодов  $H(t)$  определим  $B_3(t)$ , руководствуясь формулой  $H(t) = H_0 \exp(-\beta t)$ . Далее вычислим  $B_3(t_{2n}) = B_{32} + B_{34} + B_{36}$  и  $B_3(t_{2n-1}) = B_{31} + B_{33} + B_{35}$  для положительных и отрицательных полупериодов, соответственно. Для всех заданных значений  $H_0$  в частотном диапазоне 0,1—2,0 кГц  $k \approx 23,1$ . Из рис. 3 следует, что  $k$  значительно увеличивается из-за сравнительно близкого положения рабочей области преобразователя Холла к центру действия магнитного импульса. Остаточный сигнал  $\Delta B_3$ , возникающий после фронта магнитного поля, можно существенно уменьшить, повысив разрешающую способность методики, что достигается уменьшением декремента затухания  $D = \ln(H_n / H_{n+1})$  LC-контура и уменьшением размера датчика Холла (известны датчики Холла с рабочей областью  $10 \times 10$  мкм).

**Образцы.** Для сравнительного анализа исследования проводили на образцах  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBCO) с разными микроструктурами, высотой краевого барьера, объемным пиннингом, размагничиванием. Образцы в форме диска диаметром 8 мм, изготовленные из эпитаксиальных пленок и текстурированного (с осью кристалла с перпендикулярной плоскости образца) поликристалла YBCO, имели толщину соответственно 0,4 мкм и 0,7 мкм.

Эпитаксиальные пленки были получены лазерным распылением на подложке  $NdGaO_3$  (110) стехиометрической мишени YBCO высокой плотности [8, 9]. Исследование на рентгеновском дифрактометре показало, что пленки имеют

ориентацию оси с перпендикулярно плоскости подложки и низкую дефектность. Использование растрового электронного микроскопа высокого разрешения и токовых измерений выявило, что пленки обладают меньшим числом двойниковых границ и имеют анизотропию в плоскости  $ab$ , сравнимую с анизотропией монокристалла [10]. Плотность критического тока, измеренного по четырехзондовой схеме на мостиках, изготовленных методом фотолитографии и жидкого травления, при  $T = 77,4$  К составила  $5 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> в поле Земли.

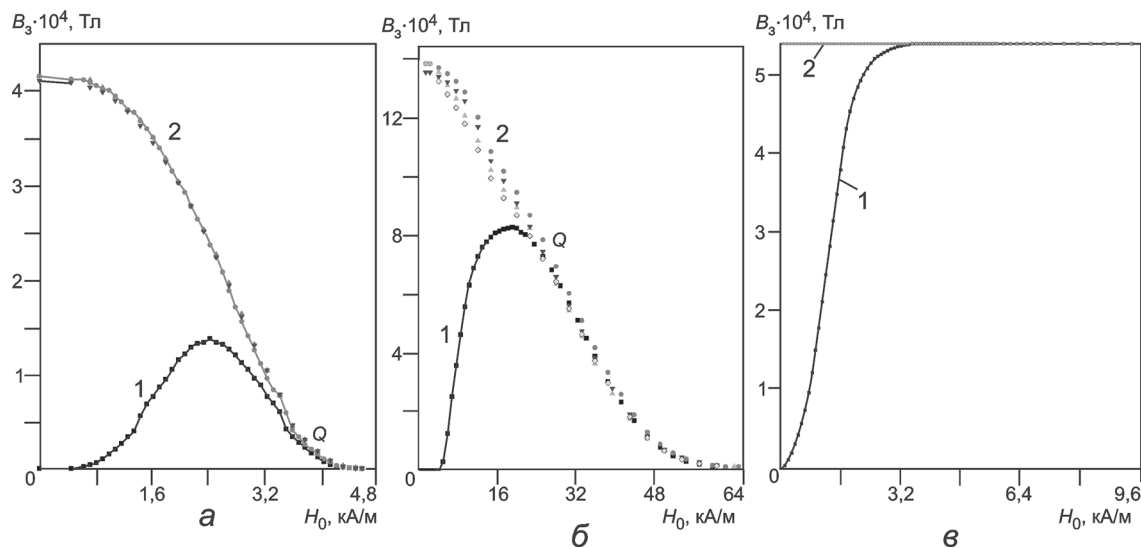


Рис. 4. Зависимости плотности захваченного магнитного потока  $B_3(H_0)$  образца  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  при температуре 77,4 К: а — для эпитаксиальной пленки диаметром 8 мм и толщиной 0,4 мкм; б — поликристаллического образца диаметром 8 мм и толщиной 0,7 мм; в — эпитаксиальной пленки, измеренной в обычном режиме ZFCMFA

Текстурированные поликристаллические образцы YBCO вырезали алмазной фрезой из заготовки цилиндрической формы. Плавленные текстурированные образцы синтезировали с применением затравки, устанавливаемой сверху при высокой температуре. На полученных в оптическом микроскопе в поляризованном свете изображениях отчетливо наблюдались блестящие монокристаллические блоки (монокристаллы) площадью 0,11 см<sup>2</sup>, разделенные узкими включениями зеленого оттенка. Это подтверждалось картографированием захваченного магнитного потока при помощи преобразователя Холла. Чтобы исключить неоднородности распределения кислорода на торцах по отношению к объему, торцевые поверхности удаляли алмазным резцом. Плотность  $J_{кр}$ , измеряемая по четырехзондовой схеме на мостиках, изготовленных из текстурированных поликристаллических образцов YBCO при  $T = 77,4$  К в поле Земли, составляла  $5,7 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>.

Чтобы измерить температуру начала сверхпроводящего перехода  $T_{кр}$  и его ширину  $\Delta T_{кр}$  для образца, находящегося внутри микросоленоида индуктивностью  $\ell \approx 330$  мкГн, использовали резонансный измеритель в частотном диапазоне 110—155 кГц. Изучив температурную зависимость индуктивности  $\ell(T)$  для эпитаксиальной пленки, получили  $T_{кр} \approx 92$  К,  $\Delta T_{кр} \approx 0,6$  К, а для поликристаллического образца  $T_{кр} \approx 92$  К,  $\Delta T_{кр} \approx 1$  К. Внешнее магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образцов.

**Результаты измерений.** На рис. 4, а — в приведены зависимости плотности захваченного магнитного потока  $B_3(H_0)$  соответственно для эпитаксиальной пленки, поликристаллического образца и эпитаксиальной пленки YBCO, измеренной в обычном режиме ZFCMFA. Как следует из рис. 4, а, б, с ростом  $H_0$  кривые 1 достигают максимума. При обратном ступенчатом ослаблении поля от максимального значения до определенной точки необратимости Q кривые 2 повторяют первоначальные кривые 1 и только затем расходятся. Именно кривые 2 монотонно растут, достигая насыщения.

Дальнейшее многократное повторение циклов усиления и ослабления внешнего поля не приводит к изменению характера кривых 2. Сравнение кривых на рис. 4, а, б показывает, что с ухудшением качества образцов точка необратимости все ближе подходит к точке максимума, а кривая 2 выше точки необратимости все сильнее «размазывается» при циклировании внешнего поля. Эти результаты существенно отличаются от полученных по традиционной методике (см. рис. 4, в), когда при захвате в однородном поле кривая 1 с усилением поля плавно растет, достигая области насыщения, а при ослаблении внешнего поля (кривая 2) образец запоминает максимальное значение  $B_3$ , достигнутое на кривой 1.

Таким образом, разработана локальная методика и установка для диагностики образцов ВТСП различной микроstructures. Обнаружено существенное отличие между их локальными и интегральными характеристиками. Выяснение причин этого отличия может быть весьма полезным для построения адекватной модели описания физики ВТСП.

Комбинируя способы: однородное поле — локальная регистрация, локальное поле — локальная регистрация, методику можно применять для исследования магнитного состояния (магнитной микроstructures, момента, индукции, релаксации внутренних и внешних полей размагничивания, и других магнитных характеристик) ферромагнетиков, антиферромагнетиков, магнитных жидкостей, химических и других физических объектов.

#### Литература

1. Fisher L. M. e. a. Suppression of magnetic relaxation processes in hard superconductors by a transverse AC magnetic field // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 140503—4.
2. Daghero D. e. a. Electrical anisotropy in high-Tc granular superconductors in a magnetic field // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 184514—10.

3. Zola D. e. a. Magnetic relaxation of type-II superconductors in a mixed state of entrapped and shielded flux // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 224504—9.

4. Забенкин В. Н. и др. Распределение магнитного потока в сверхпроводниках II рода с большим размагничиванием и высоким краевым барьером // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. С. 771—775.

5. Ростами Х. Р. Холловский микроскоп для визуализации магнитного состояния объектов // ПТЭ. 2004. № 6. С. 95—102.

6. Ростами Х. Р. Поля размагничивания кристаллитов и способ измерения термодинамического поля квазимонокриссталлических и поликристаллических тонких дисков  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. С. 716—725.

7. Bean C. P. Magnetization of high-field superconductors // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 31—39.

8. Афанасьев М. С. и др. Монокристаллические пленки высокотемпературных сверхпроводников для СВЧ-электроники // Радиотехника. 2005. № 10. С. 88—90.

9. Можаяев П. Б. и др. Получение высококачественных тонких пленок  $YBa_2Cu_3O_x$  на подложке  $NdGaO_3$  (110) методом лазерного распыления // СФХТ. 1995. Т. 8. С. 288—294.

10. Scherer T. e. a. Anisotropy on the a,b plane of c-axis oriented almost twinfree YBCO films on  $NdGaO_3$  // Physica C. 1992. V. 197. P. 79—83.

Дата принятия 12.08.2013 г.

## РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

621.396.677:519.711.3

### Моделирование излучения зеркальной антенны с учетом вибрационных деформаций

Д. Н. ШИШУЛИН, Н. К. ЮРКОВ, А. Н. ЯКИМОВ

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия,  
e-mail: yurchuk@vniiftri.org

*Предложен подход к моделированию излучения зеркальной антенны при вибрационных воздействиях. Установлена связь между возникающими деформациями излучающей поверхности и изменениями диаграммы направленности антенны. Дан анализ полученных результатов.*

**Ключевые слова:** антенна, вибрации, деформации, характеристики излучения.

*An approach to modeling of the mirror antenna radiation with taking into account the vibration deformation is suggested. The connection between the incipient radiating surface deformations and the changes of radiation direction diagram is established. The received results analysis is carried out.*

**Key words:** antenna, vibrations, deformations, radiation characteristics.

Зеркальные антенны, закрепленные на борту подвижных средств, подвергаются неблагоприятному воздействию вибраций и деформируются. Это приводит к отклонению от расчетных как их электрических характеристик, так и характеристик радиотехнических систем, в составе которых они используются. В связи с этим возникает необходимость оценки изменений расчетных характеристик, возникающих из-за вибрационных деформаций проектируемых антенн [1, 2].

Строгая аналитическая оценка результатов вибрационного воздействия затруднена в силу сложности конструкции антенны и в большинстве случаев оказывается невозможной. Поэтому при решении таких задач прибегают, в частности, к приближенному математическому описанию формы колебаний антенны, полученных экспериментально [2]. На этапе проектирования антенн перспективно при исследова-

нии таких процессов представлять их дискретно, что позволяет выразить векторы электромагнитного поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  совокупностью составляющих, формируемых отдельными элементами антенны с учетом их амплитуд и фаз. Зная геометрические и электрические характеристики, можно определить центры излучающих элементов и оценить их новое пространственное положение в результате воздействия вибраций [1].

**Постановка задачи.** Пусть зеркальная параболическая антенна закреплена вертикально в центре зеркала при помощи недеформируемого дискового держателя. В таком положении зеркала при вибрационных воздействиях основными являются асимметричные колебания, причем определяющее влияние на их форму оказывает конструкция держателя [2]. При этом облучатель закреплен в центральной