СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р17-95-229

Н.В.Выонг

МЕЖГРАНУЛЬНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

1995

1. Введение

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) являются многокомпонентной системой. Все ВТСП-образцы, будучи кристаллическими (из-за отсутствия конгруэнтной точки плавления на их фазовой диаграмме) или керамическими (из-за диффузионного механизма их формирования), являются агломератами анизотропных гранул (гранульная область–ГО), отделяющихся друг от друга нестехиометрическим межгранульным материалом (межгранульная область–МГО). Обе эти области являются сверхпроводниками второго рода, отличающиеся по своим сверхпроводящим свойствам. ГО обладает "сильными" сверхпроводящими свойствами, характерными для данного соединения, МГО имеет более слабые сверхпроводящие свойства, сильно зависящие от пути изготовления образцов, которые ограничивают применения ВТСП на практике.

Многочисленные работы [1-16] были посвящены исследованию сверхпроводящих свойств межгранульной области. Оказалось, что для такого исследования подходящим инструментом является измерение динамической намагниченности (ac-намагниченности) образцов под воздействием внешнего магнитного поля $H_{ex} = H_{dc} + H_{ac}$ (H_{dc}–постоянное поле, $H_{ac} = H_o sin(\omega t)$–переменное поле частоты ω) и температуры T, в котором фигурируют три основных параметра сверхпроводящего пространства $T - H - J$ (J–ток, индуцированный магнитным полем в образце).

Известно, что динамика проникновения магнитных вихрей в ВТСП-образец хорошо описывается моделью критического состояния (МКС)[17]. Вклад МГО в намагниченность также хорошо объясняется этой моделью, если предположить при этом сильные зависимости плотности критического тока J_c от локального, проникающего в образец, магнитного поля $B(r)$. Для $J_c(B)$ были взяты различные функции при количественном анализе результатов измерения намагниченности в ВТСП-образцах, например, ким-функция ($J_c \approx \mid B \mid^{-1}$) [1-9], экспоненциальная функция ($J_c \approx exp(- \mid B \mid /B_o)$) [10,11], гаусс-функция ($J_c \approx exp - B^2/\sigma^2$) [12].

Поскольку J_c межгранульной области не является величиной, свойственной для данного соединения, ее температурная и полевая зависимости меняются от образца к образцу, поэтому для анализа экспериментальных данных намагниченности теоретические расчеты должны проводиться с более обобщенной функцией $J_c(H,T)$, например, $J_c = \alpha(T)/(B_o + \mid B \mid)^\beta$, где $\alpha(T)$–произвольная функция, выражающая температурную зависимость силы пиннинга пиннингующих центров, а полевая зависимость силы пиннинга выражается через функцию $(B_o + \mid B \mid)^{-\beta}$.

С таким выражением для $J_c(H,T)$ Иангтаи Ким и др. [13] смогли моделировать полевые зависимости реальной (χ_1') и мнимой (χ_1'') частей первой гармоники (фундаментальной) ac-восприимчивости для керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($YBCO$). М. Фостхубер и др. [14] использовали функцию $J_c = a(1 - T/T_c)^q/(B_o + \mid B \mid)^\beta)$ для анализа зависимости $H_o = f(T_p)$, где T_p–температура, при которой появляется пик на кривой $\chi_1''(T)$, измеряемой с амплитудой H_o, для керамик $YBCO$ и $(Bi_{1,6}Pb_{0,4})Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Ж. Ванг и др. [15] изучили зависимость χ_1'' от H_{dc} в композите $YBCO - Y_2BaCuO_5$ и показали, что ее можно описать с $J_c \approx (| B |)^{-\beta}$. Т. Андт и соавторы [16] использовали упомянутое обобщенное выражение для J_c при анализе высших гармоник ac-восприимчивости в $YBCO$-пленке. Степенные факторы β и q (если $\alpha(T) \approx (1 - T/T_c)^q$), полученные при сравнении результатов расчета с экспериментальными данными имеют большой разброс, например, для $YBCO$ $n = 2$ [9]; 4 [14], $\beta = 2$ [13]; 3,5 [14]; 5 [15]. Эти факторы характеризуют способность пиннинга, сильно зависят от процесса изготовления образца и должны быть свободными параметрами при подгонке экспериментальных данных.

В настоящей работе описывается межгранульная намагниченность в ВТСП-образцах в рамках МКС с применением обобщенного выражения для J_c. Общее выражение для локального поля внутри образца дается во второй части, исходная ветвь намагниченности и петли намагниченности вычисляются в третьей части. Результаты расчетов температурной и полевой зависимостей ac-восприимчивости представлены в четвертой части, в которой обсуждаются также методики определения важных параметров, характерных для межгранульной области образца.

2.Локальное внутреннее поле $B(r)$

Рассмотрим ВТСП-образец цилиндрической формы диаметра R и длины L ($L >> R$ для пренебрежения размагничивающего фактора), охлаждаемый без поля (ZFC-образец) до температуры $T < T_c$ и помещенный во внешние коаксиальные магнитные поля H_{dc} и H_{ac}, направленные параллельно длинной оси цилиндра. Пусть межгранульная область образца имеет объемную долю fn, влияние ГО на намагниченность МГО выражается через эффективную магнитную проницаемость [9,18]

$$\mu_{eff} = fn + (1 - fn)\frac{2I_1(Rg/\lambda g)}{(Rg/\lambda g)I_o(Rg/\lambda g)}, \tag{1}$$

где Rg–средний размер гранул, λg–лондоновская длина проникновения гранул, I_o, I_1– модифицированные функции Бесселя.

Все параметры, приведенные в работе, относятся к межгранульной системе, их размерности даются в системе единиц СИ.

В поле $H_{ex} > H_{c1}$ на поверхности образца возникают магнитные вихри. На систему вихрей действуют, с одной стороны, сила отталкивания между вихрями, способствующая движению вихрей из области их большой плотности в область меньшей плотности, и, с другой стороны, сила пиннинга вихрей пиннингующих центров в образце. В диапазоне внешнего поля $H_{c1} < H_{ex} < H_{c2}$ распределение локального поля внутри образца $B(r)$ описывается уравнением баланса [19]: $dB(r)/dr = \alpha_p/B(r)$, где α_p–сила пиннинга.

Согласно МКС [17], уравновешенное локальное поле $B(r)$ будет таким, что $dB(r)/dr{=}J_c(r)$. Предполагая, что J_c имеет упомянутое обобщенное выражение, мы имеем следующее уравнение для определения поля $B(r)$:

$$\frac{dB(r)}{dr} = \frac{\alpha(T)}{(B_o + |B|)^{\beta}}. \qquad (2)$$

Видно, что функция $\alpha(T)$ и фактор β тесно связаны с силой пиннинга α_p образца.

Решение уравнения (2) с граничным условием $B(r = R) = H_{ex} + M_{eq}$ (M_{eq}-обратимая (равновесная) намагниченность), которое справедливо при условии $R \gg \lambda$, для исходной ветви намагниченности в ZFC-образце, когда внешнее поле увеличивается от нуля до текущего значения H_{ex}, имеет вид:

$$B(r) = [(B_o + M_{eq} + H_{ex})^{\beta+1)} - (\beta + 1)\alpha(R - r)]^{1/(\beta+1)} - B_o. \qquad (3)$$

Параметр B_o вводится в выражение для J_c для снятия расходимости J_c при стремлении B к нулю и имеет величину порядка Φ_o/ν, где Φ_o–квант магнитного потока ($\approx$ 15 А/м [9] для $YBCO$), а ν–площадь сечения гранул. B_o является константой материала и слабо зависит от температуры. Величина M_{eq} есть вклад лондоновского поверхностного тока в намагниченность , $M_{eq} \leq H_{c1}$. Она определяется кривой Лондона-Абрикоса и ее можно включить в H_{ex} как составляющий член. Параметром B_o можно пренебречь, поскольку он искажает $B(r)$ лишь в маленькой окрестности вблизи r_p, где $B(r_p) \approx 0$ в случае $H_{ex} \leq H_p$ (H_p–поле полного проникновения), а в вычислениях петель намагниченности и восприимчивости фигурирует не $B(r)$, а усредненное поле $\langle B(r)\rangle$ по поперечному сечению образца. Поэтому для простоты мы игнорируем два параметра $B_o = 0$ и M_{eq} в последующих вычислениях.

Окончательно общее выражение для $B(r)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} B(r) \;&=\; sgn(H_{ex})[sgn(H_{ex}, \overrightarrow{H_{ex}}, \overrightarrow{J}) \mid H_{ex} \mid^{\beta+1} \\ &\quad - sgn(H_{ex}, \overrightarrow{J})(\beta + 1)\alpha(R - r)]^{1/(\beta+1)}, \end{aligned} \qquad (4)$$

где обозначаем:

$$sgn(H_{ex}, \overrightarrow{H_{ex}}, \overrightarrow{J}) = sgn(H_{ex})sgn(\overrightarrow{H_{ex}})sgn(\overrightarrow{J}), \qquad (5)$$

$$sgn(H_{ex}) = \begin{cases} +1, & \text{если } H_{ex} \geq 0, \\ -1, & \text{если } H_{ex} < 0, \end{cases} \qquad (6)$$

$$sgn(\overrightarrow{H_{ex}}) = \begin{cases} +1, & \text{если } H_{ex} \text{ возрастающее}, \\ -1, & \text{если } H_{ex} \text{ убывающее}, \end{cases} \qquad (7)$$

$$sgn(\overrightarrow{J}) = \begin{cases} +1, & \text{если } dB(r)/dr \geq 0, \\ -1, & \text{если } dB(r)/dr < 0. \end{cases} \qquad (8)$$

3.Намагниченность

Намагниченность вычисляется следующим образом:

- для статической намагниченности (dc-намагниченности), при которой

$H_{ex} = H_{dc}$:

$$M_{dc}(H_{dc}) = \langle B_{dc}(H_{dc})\rangle - H_{dc}, \tag{9}$$

- для ac-намагниченности, при которой $H_{ex} = H_{dc} + H_{ac}$:

$$M_{ac}(H_{ac}) = \langle B_{dc+ac}(H_{dc} + H_{ac})\rangle - \langle B_{dc}(H_{dc})\rangle - H_{ac}, \tag{10}$$

$\langle B_{dc}\rangle$ и $\langle B_{dc+ac}\rangle$ являются усредненными по поперечному сечению образца (с учетом μ_{eff}) значениями внутреннего поля H_{dc} и $H_{dc} + H_{ac}$ соответственно. Для образца цилиндрической формы такая операция усреднения вычисляется по следующей формуле:

$$\langle B\rangle = \frac{2\mu_{eff}}{R^2}\int\limits_{r1}^{r2} B(r)\,dx, \tag{11}$$

здесь r_1,r_2 есть границы области, где $B(r)$ отлично от нуля.

3.1.Исходная ветвь намагниченности

Исходная намагниченность M_{vir} в ZFC-образце имеет вид, подобный формуле (9) или (10), где усредненное поле выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}\langle B_{vir}\rangle \;=\; \mu_{eff}H_{ex}\Bigg\{&\frac{2(\beta+1)}{2\beta+3}\left(\frac{H_{ex}}{H_p}\right)^{2(\beta+1)}\left(1-A^{\frac{2\beta+3}{\beta+1}}\right)\\ &-\frac{2(\beta+1)}{\beta+2}\left[\left(\frac{H_{ex}}{H_p}\right)^{2(\beta+1)}-\left(\frac{H_{ex}}{H_p}\right)^{(\beta+1)}\right]\left(1-A^{\frac{\beta+2}{\beta+1}}\right)\Bigg\}.\end{aligned} \tag{12}$$

Здесь

$$H_p \;=\; [(\beta+1)\alpha R]^{1/(\beta+1)}, \tag{13}$$

$$A \;=\; \begin{cases} 0, \text{ если } H_{ex} \le H_p, \\ 1-\left(\frac{H_p}{H_{ex}}\right)^{(\beta+1)}, \text{ если } H_{ex} > H_p. \end{cases} \tag{14}$$

Характерной чертой исходной ветви M_{vir} является существование у нее минимума для случая $\beta > 0$ при поле $H_{ex} = H_p$, который имеет величину $M_{vir}^{min}(H_{ex} = H_p) = -H_p\mu_{eff}/(2\beta+3)$. В случае $\beta = 0$ наблюдается только плато при $H_{ex} \ge H_p$. Поэтому появление минимума является прямым подтверждением сильной зависимости критического тока от магнитного поля.

3.2.Петли намагниченности

В рамках МКС гистерезис намагниченности обуславливается способностью центра пиннинга захватывать магнитные вихри, препятствуя при этом проникновению вихрей в образец при возрастании внешнего поля и выходу захваченных вихрей с образца при убывании внешнего поля.

Вместо общего выражения (9) или (10) для вычисления убывающей (M_d) и возрастающей (M_a) ветвей *ас*-намагниченности мы используем следующие формулы:

$$M_d(H_{ac}) = M_{vir}(H_o) + H_o - \Delta\langle B_d(H_{ac})\rangle - H_{ac}, \tag{15}$$

$$M_a(H_{ac}) = M_d(-H_o) - H_o - \Delta\langle B_a(H_{ac})\rangle - H_{ac}. \tag{16}$$

Здесь $\Delta\langle B_d(H_{ac})\rangle$ и $\Delta\langle B_a(H_{ac})\rangle$ есть текущие значения убывания и возрастания усредненного поля $\langle B(r)\rangle$ соответственно. Они зависят от предыстории поля $B(r)$, от текущего значения поля H_{ac} и от параметров H_{dc}, $\alpha(T)$, β, R. Из-за конечности размера образца (R) два предела интеграла (11) меняются в зависимости от текущих значений H_{ac}, H_{dc} и H_p. Поэтому $\Delta\langle B_d(H_{ac})\rangle$, $\Delta\langle B_a(H_{ac})\rangle$, а следовательно, $M_d(H_{ac})$ и $M_a(H_{ac})$ не могут выразиться едиными функциями от H_{ac}, а разбиваются на многочисленные выражения, действительные для конкретных областей H_{ac} и H_{dc}. Поскольку такие выражения громоздкие, они не приводятся в данной работе, а пример их вычисления показан в приложении.

Рис.1а-1в показывают результаты вычислений магнитных петель и их зависимости от значения фактора β (рис.1а), поля H_{dc} (рис.1б) и температуры T (рис.1в). На базе этих кривых можно сделать следующие выводы:

1. Пики у магнитной петли появляются, как у исходной ветви, только в случае $\beta > 1$.
2. Гистерезис изменяется в зависимости от H_{dc} и T немонотонно, а имеет максимум при определенном значении H_{dc} или T, что соответствует максимуму у полевой или температурной зависимостей мнимой части χ_1'', о чем более подробно будет сказано в следующих частях.
3. При условиях $\beta = 0$, $H_{dc} > 0$ или $\beta > 0$, $H_{dc} = 0$ наблюдается симметрия $M_d(\omega t) = -M_a(\omega t + \pi)$, что соответствует отсутствию четных гармоник *ас*-восприимчивости, иными словами, существование четной гармоники *ас*-восприимчивости в поле H_{dc} является прямым доказательством сильной зависимости критического тока от магнитного поля.

4.АС-восприимчивость

Мнимая (χ_n'') и реальная (χ_n') части n-й гармоники *ас*-восприимчивости вычисляются по стандартным формулам:

$$\chi_n' = \frac{1}{\pi H_o}\left\{\int_{\pi/2}^{3\pi/2} M_d \sin(n\omega t)\,d\omega t + \int_{3\pi/2}^{5\pi/2} M_a \sin(n\omega t)\,d\omega t\right\}, \tag{17}$$

$$\chi_n'' = \frac{-1}{\pi H_o}\left\{\int_{\pi/2}^{3\pi/2} M_d \cos(n\omega t)\,d\omega t + \int_{3\pi/2}^{5\pi/2} M_a \cos(n\omega t)\,d\omega t\right\}. \tag{18}$$

В этой части мы покажем как воспользоваться результатами измерений зависимостей χ_n', χ_n'' от T, H_o, H_{dc} для изучения сверхпроводящих свойств межгранульной области ВТСП-образца.

4.1. Температурные зависимости $\chi_n'(T)$, $\chi_n''(T)$

Температура T влияет на χ_n', χ_n'' через функцию $\alpha(T)$ и μ_{eff}. Для межгранульной области можно предположить, что $\alpha(T) = \alpha_o(1 - T/T_c)^q$. Согласно Ж.В.С. Дэ Врис и др. [20] для МГО с фазовой структурой типа $S - I - S$ фактор q может принимать значения от 1 до 1,5 в зависимости от отношения энергии связи между гранулами к энергии конденсации гранул; для структуры типа $S - N - S$ фактор q принимает значение 2 для T вблизи T_c. Из-за неконтролируемого отклонения от стехиометрии межгранульной области, упомянутого в части 1, следует оставить степенной фактор q в функции $\alpha(T)$ свободным, его значение определяется при подгонке результатов расчета по экспериментальным данным. Параметр $\mu_{eff}(T)$ зависит от T через функцию $\lambda(T)$, которая принимает вид [9]: $\lambda(T) = \lambda(0)(1 - (T/T_c)^4)^{-1/2}$ с $\lambda(0) = 0,6$ мкм. Для керамических ВТСП-образцов, после роста гранул при последнем спекании, средний размер гранул Rg порядка десятков мкм, поэтому в том температурном интервале, где вклад МГО в намагниченность является большим, имеет место неравенство $Rg/\lambda(T) \gg 1$, что упрощает выражение $\mu_{eff} \approx fn + (1 - fn)(2\lambda(T)/Rg) \approx fn$. Вообще μ_{eff} можно оценить с помощью χ_1', измеряемой при большом поле H_{ex}, при котором $\chi_1 \to (\mu_{eff} - 1)$.

Рис.2 иллюстрирует результаты расчетов зависимостей $\chi_1'(T)$, $\chi_1''(T)$ при различных амплитудах H_o. Очевидно, что пик на кривой $\chi_1''(T)$ смещается с возрастанием H_o в сторону более низкой температуры, что всегда наблюдается в эксперименте. Зависимость между H_o и T_p имеет следующий вид:

$$H_o = \left[(\beta + 1)\alpha_o R \left(1 - \frac{T_p}{T_c}\right)^q\right]^{1/(\beta+1)}, \qquad (19)$$

то есть наклон кривой $H_o = f(1 - T_p/T_c)$, построенной в двойной логарифмической шкале, равен $q/(\beta + 1)$. Кроме этого, на практике наблюдается [14] более сложная связь, чем линейная, между полем H_o, при котором возникает пик $\chi_1''(T)$ в образце диаметра R при фиксированной температуре T_p, и значением R. Такая связь непосредственно следует из формулы (19): $H_o \approx R^{1/(\beta+1)}$.

Мы предлагаем следующий метод определения фактора β, который совместно с упомянутым определением отношения $q/(\beta + 1)$ позволяет определить два важных параметра центров пиннинга β и q. Сущность метода заключается в следующем.

Пик $\chi_1''(T_p)$ соответствует полю $B(r, \omega t)$, которое при $\omega t = \pi/2 \pm \pi$ имеет фиксированные значения при двух границах : $B(r = 0) = 0$ и $B(r = R) = \pm H_o = \pm H_p$, а его текущие значения зависят однозначно от фактора β. Отсюда следует, что величина $\chi_{1p}'' = \chi_1''(T = T_p)$ должна быть однозначной функцией от β.

Величина χ''_{1p} вычисляется по формуле:

$$\chi''_{1p} = \frac{-2}{\pi H_p} \int\limits_{\pi/2}^{3\pi/2} M_d(H_o = H_p) cos\omega t \, d\omega t. \tag{20}$$

На основе приложения (см. (32),(33)) получаем

$$\frac{\chi''_{1p}}{\mu_{eff}} = \frac{-8(\beta+1)}{\pi(\beta+2)(\beta+3)} + \frac{4(\beta+1)}{\pi(\beta+2)2^{(\beta+2)/(\beta+1)}} \times$$
$$\times \int\limits_0^1 \left[\left(1 + x^{(\beta+1)}\right)^{\frac{2\beta+3}{\beta+1}} + \left(1 - x^{\beta+1)}\right)^{\frac{2\beta+3}{\beta+1}} \right] dx. \tag{21}$$

Функция $\chi''_{1p}(\beta)$, представленная на рис.3, позволяет определить фактор β по измеряемой величине χ''_{1p}.

Аналогично, температурные зависимости высших нечетных гармоник $\chi'_n(T)$, $\chi''_n(T)$ легко вычисляются по формулам (17) и (18). Функции $\chi'_n(T)$, $\chi''_n(T)$ могут иметь произвольную форму, их значения могут быть как положительными, так и отрицательными. Такие зависимости представляются менее интересными при обработке результатов измерений. Отметим только одно обстоятельство, что для случая полного экранирования, когда $M_d(\omega t) = -M_d(2\pi - \omega t)$, в частности, при $H_o \ll H_p$, $\chi'_1 = -1$, а χ''_1 и все χ'_n, χ''_n с $n > 1$ равны нулю.

Рис.4 показывает результаты расчета $\chi'_1(T)$, $\chi''_1(T)$ для различных полей H_{dc} при $H_o < H_p$. Пик $\chi'_1(T = T_p, H_{dc})$ опять смещается в сторону более низкой температуры при повышении H_{dc}, что и наблюдается на практике. Условие появления пика $\chi'_1(T = T_p, H_{dc})$ выражается следующим образом:

$$\left(1 - \frac{T_p}{T_c}\right) = \left\{ \frac{1}{2R\alpha_o} \left[(H_{dc} + H_o)^{(\beta+1)} - (H_{dc} - H_o)^{(\beta+1)} \right] \right\}^{(1/q)}. \tag{22}$$

Из (19) и (22) следует, что функция $(1 - T_p/T_c) = f(H_{ex})$ приблизительно является степенной, т.е. $(1 - T_p/T_c) \approx H_{ex}^{(\beta+1)/q}$. Некоторые авторы использовали измерения $\chi''_1(T, H_{ex})$ при изучении линии необратимости в ВТСП и приписали ей полученную при этом зависимость $(1 - T_{ir}/T_c) = H_{ex}^{(\beta+1)/q}$, где $T_{ir} = T_p$. Однако из результатов нашего расчета вытекает, что наличие пика $\chi''_1(T_p, H_{ex})$ и степенная зависимость $(1 - T_p/T_c) = f(H_{ex})$ связаны с конечностью размера образца и с температурной и полевой зависимостями критического тока. Такая степенная зависимость зависит от факторов β и q, поэтому она должна сильно зависеть от процесса изготовления образцов, в частности, от легирования образцов различными элементами, что и наблюдали авторы работы [21].

4.2. Полевые зависимости $\chi'_n(H_{ex})$, $\chi''_n(H_{ex})$

Изотермические зависимости χ'_n и χ''_n от амплитуды переменного поля H_o и постоянного поля H_{dc} определяются по общим формулам (17),(18), где переменными являются H_o и H_{dc}.

По мере возрастания амплитуды H_o переменное поле проникает глубже в образец, $\chi_1''(H_o)$ увеличивается, достигая максимума при достижении проникающего поля середины образца, т.е. при $H_o^m = H_p$, после чего $\chi_1''(H_o)$ уменьшается из-за конечности размера образца и ослабления критического тока. Позиция пика H_o^m зависит от природы центра пиннинга (от функции $\alpha(T)$ и β), а форма кривой $\chi_1''(H_o)$ зависит только от фактора β. В нулевом поле H_{dc} при слабом поле H_{ac}, когда выполняется условие $H_o \ll H_p$ так, чтобы $(H_o/H_p)^{2(\beta+1)} \ll (H_o/H_p)^{(\beta+1)}$ (см. приложение), имеем $\chi_n'(H_o),\chi_n''(H_o) \sim H_o^{(\beta+1)}$. Такая пропорциональность позволяет легко определить фактор β. Отметим, что на такое определение фактора β влияет величина B_o (см. формулу (2)), которая была приравнена к нулю в нашем расчете. Как было отмечено С.Ф. Вахид и Н.К. Жагги [22], при $H_{ac} \ll B_o$ внутреннее поле $B(r) < B_o$, и поэтому J_c можно считать независимым от магнитного поля. Отсюда вытекает, что для любых образцов на кривых $\chi_n'(H_o),\chi_n''(H_o)$ всегда существует в маленьком диапазоне $0 < H_o < B_o$ участок с наклоном, равным 1, который не связан с истинным значением β образцов. Для избежания такого эффекта измерения зависимостей $\chi_n'(H_o)$, $\chi_n''(H_o)$ должны проводиться на толстом образце, у которого $H_p \gg B_o$, чтобы расширить диапазон измерительного поля H_o, где $B_o < H_o \ll H_p$.

Из второй части видно, что в присутствии поля H_{dc}, для случая $\beta > 0$ петля намагниченности теряет симметрию : она сжимается при $H_{ac} > 0$ и расширяется при $H_{ac} < 0$. Такое нарушение симметрии должно проявиться на кривой $\chi_1''(H_o)$, измеряемой в ненулевом поле H_{dc}. Такой эффект наблюдали С.Жолмесли и К.Фоссханм [7]. На изотермической кривой $\chi_1''(H_o)$, измеряемой при различных полях H_{dc}, возникают два пика. Первый пик возникает при $H_o = H_o^{m1} < H_p$, когда поле H_{ac} достигает середины образца. Условие его возникновения выражается формулой (22), которая в более общем виде выглядит следующим образом

$$(H_{dc} + H_o^{m1})^{(\beta+1)} \pm \mid H_{dc} - H_o^{m1} \mid^{(\beta+1)} = 2H_p^{(\beta+1)}. \tag{23}$$

Знак плюс–для случая $H_{dc} < H_o^{m1}$, а минус–в случае $H_{dc} \geq H_o^{m1}$.

Для случая $\beta = 1$ при $H_{dc} > H_p/\sqrt{2}$ имеем

$$H_o^{m1} = \frac{H_p^2}{2H_{dc}}, \tag{24}$$

что и получено авторами работы [23, формула (11)]. Второй пик возникает вследствие выше сказанного нарушения симметрии магнитной петли в переменном поле с амплитудой $H_o = H_o^{m2}$, которое анулирует во втором полупериоде действия поля H_{dc}. Условие анулирования имеет вид

$$(H_o^{m2} - H_{dc})^{(\beta+1)} - (\beta+1)\alpha R = 0, \tag{25}$$

то есть

$$H_o^{m2} = H_p + H_{dc}. \tag{26}$$

Такая зависимость неблюдается в работе [23, см.рис.5]. Надо заметить, что двухпиковый эффект является четким доказательством сильной полевой зависимости критического тока.

Расмотрим, наконец, зависимости ac-восприимчивости от постоянного поля H_{dc}. Рис.6 иллюстрирует результаты расчета кривых $\chi_1'(H_{dc})$, $\chi_1''(H_{dc})$ с $H_o < H_p$, параметром которых является фактор β. Видно, что пики на этих кривых удовлетворяют условию (23), возникают только в случае $\beta > 0$ и чем больше β, тем сильнее они выражены.

В поле $H_{dc} > 0$, для случая $\beta > 0$, четные гармоники ac-восприимчивости возникают из-за нарушения симметрии магнитной петли. На рис.7 представлены вычисленные температурные зависимости второй гармоники $\chi_2'(T)$, $\chi_2''(T)$ при различных полях H_{dc}.

5.Заключение

Из соображений о процессе изготовления ВТСП-образцов и многочисленных экспериментальных данных следует, что ВТСП-образцы должны быть рассмотрены как комплекс двух областей, встроенных друг в друга : область "сильных" стехиометрических гранул и область "слабых" нестехиометрических межгранульных материалов. В то время как для области гранул намагниченность описывается в рамках модели критического состояния с бин- или ким- выражением для плотности критического тока [9], для межгранульной области намагниченность должна описываться в МКС с обобщенным выражением для плотности критического тока типа $J_c = \alpha_o(1 - T/T_c)^q/(B_o + \mid B \mid)^\beta$. Такое описание подробно изложено в данной работе. Результаты расчета показывают, что в рамках такой обобщенной МКС можно объяснить все полученные экспериментальные данные ac-восприимчивости: пиковое поведение кривых $\chi_1''(T)$, $\chi_1''(H_o)$, $\chi_1''(H_{dc})$, влияние полей H_{dc}, H_o на смещение температуры T_p пика $\chi_{1p}''(T = T_p)$, появление четных гармоник ac-восприимчивости в присутствии поля H_{dc}, двухпиковое поведение изотермической кривой $\chi_1''(H_o)$, измеряемой в поле H_{dc}.

Мы суммируем основные результаты следующим образом:

1) Качественно легко подтвердить сильную зависимость плотности тока от магнитного поля с помощью: а) появления пика на кривой мнимой части фундаментальной ac-восприимчивости $\chi_1''(H_{dc})$, измеряемой при слабом поле H_{ac}; б) появления двух пиков на кривой $\chi_1''(H_o)$, измеряемой во внешнем поле H_{dc}; в) возникновения второй гармоники ac-восприимчивости, измеряемой в поле H_{dc}.

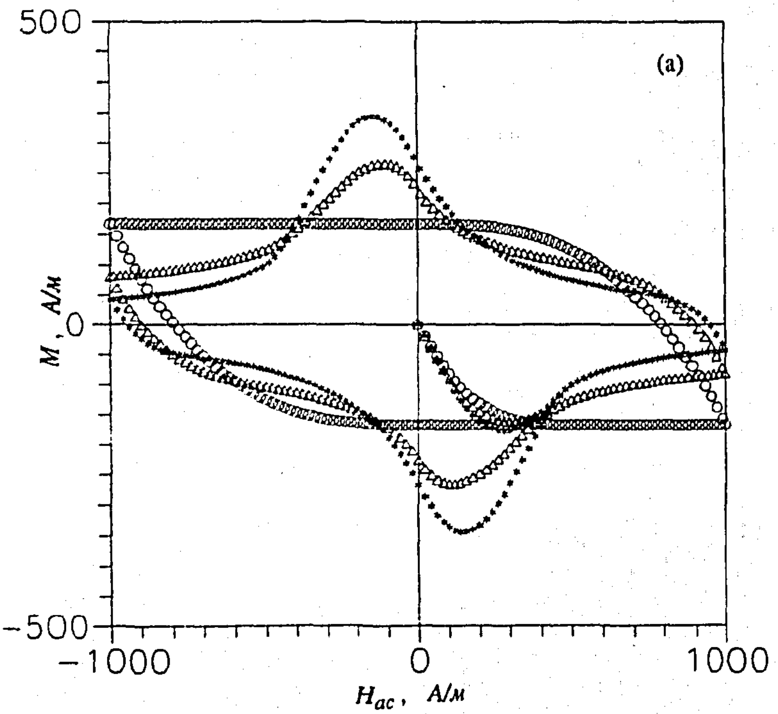
2) Количественно можно легко определить параметры β, q центров пиннинга и эффективную проницаемость M_{eff} следующим образом: а) определить фактор β с помощью измерения изотермической ac-восприимчивости как функции от H_o, используя линейную зависимость $\chi_n'(H_o)$, $\chi_n'' \approx H_o^{(\beta+1)}$; б) с помощью выражения (21), представленного в графическом виде (рис.3), где дана зависимость между величиной пика χ_{1p}'' кривой $\chi_1''(T)$, измеряемой в нулевом поле H_{dc}, параметром μ_{eff} и фактором β определить величину μ_{eff}, используя экспериментальные дан-

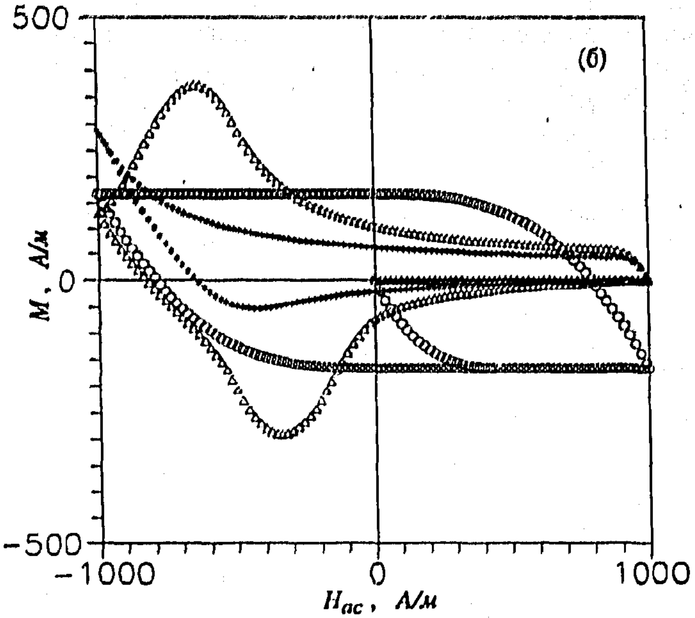
ные χ''_{1p}; в) фактор q определяется по наклону кривой $H_o = f(1 - T_p/T_c)$ (см. формулу (19)), выражающей зависимость между температурой T_p, при которой возникает пик χ''_{1p}, и амплитудой H_o измерительного переменного поля. Кроме этого, константа α_o определяется по формуле (19), где остальные параметры стали известными (T_c межгранульной области можно определить как температуру, при которой $\chi''_1(T = T_c)$, измеряемой с минимальным полем H_{ac} в нулевом поле H_{dc}, достигает нулевого значения).

В качестве примера на рис.8 мы показываем сравнение результатов расчета с экспериментальными данными кривых $\chi_1'(T)$,$\chi''_1(T)$, измеренных в переменном поле с амплитудой H_o от 20 до 200 А/м, с частотой $\omega = 68$ Гц в образце $YBCO$, изготовленном по стандартной керамической технологии. Параметры, используемые в расчете, были следующие: $\beta = 0,2$, $q = 2,43$, $f_n = 0,12$, $Rg = 5$ мкм, $\alpha_o = 5,6 \cdot 10^9$, $R = 0,001$ м.

В заключение автор хотел бы подчеркнуть, что в ВТСП-образцах, как в гранульной среде с центрами пиннинга, намагниченность должна зависеть от предыстории процесса намагничивания и от изменения свойства самого образца при этом процессе (изменения μ_{eff}, β, q), что приводит к гистерезису ac-восприимчивости, измеряемой при возрастании и убывании поля H_{dc}. Экспериментально такой эффект наблюдался нами и авторами работ [13,24]. Количественные анализы такого гистерезиса будут опубликованы в следующей статье.

Автор выражает благодарность Е.В. Распопиной за корректировку текста.





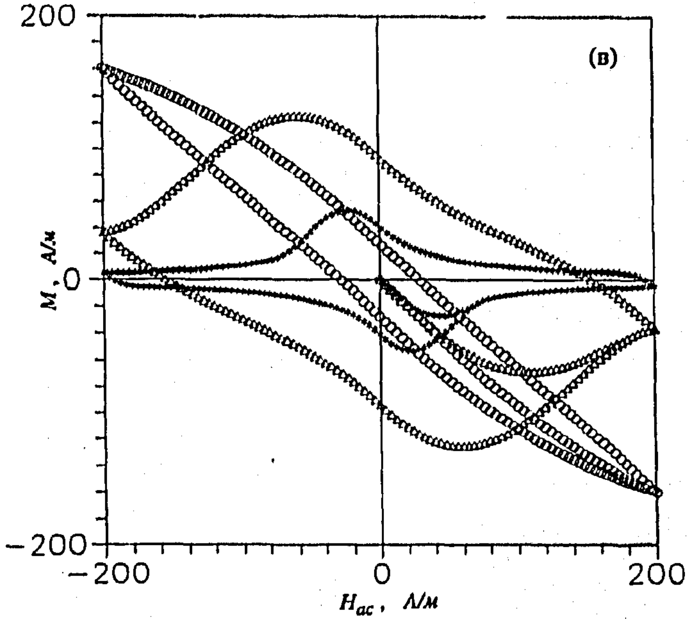


Рис.1. Петли намагниченности, вычисленные для образца с H_p = 500(А/м), $\mu_{eff} = 1$: (а) в поле $H_{dc} = 0$ для различных значений $\beta = 0$(o), 0.5(Δ), 1(∗); (б) с $\beta = 1$ в поле H_{dc}(А/м)= 0(o), 500(Δ), 1000(∗); (в) с $H_{dc} = 0$, $\beta = 1$ и $q = 2$ при температуре $T(K) = 77$(o), 85(Δ), 88(∗)

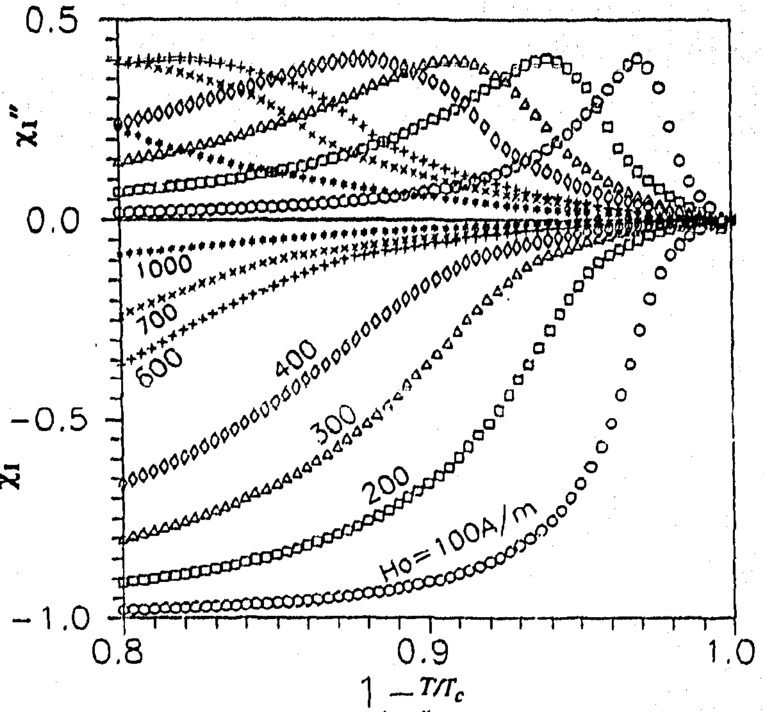


Рис.2. Вычисленные зависимости χ_1', χ_1'' от приведенной температуры T/T_c в нулевом поле H_{dc} при различных амплитудах H_o переменного поля. $H_p = 500$ А/м , $\beta = 1$, $q = 2$, $\mu_{eff} = 1$

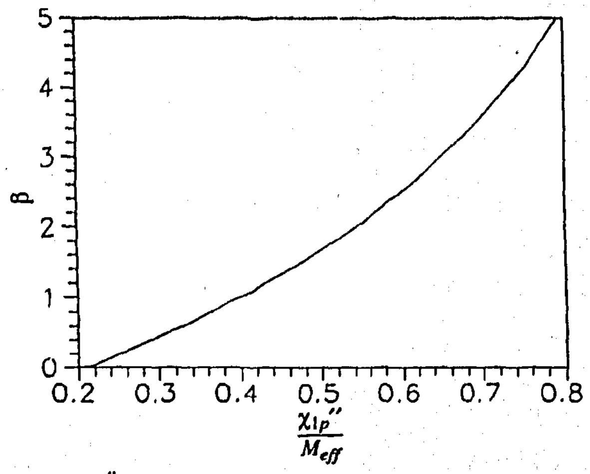


Рис.3. Функция $\chi_{1p}''(\beta)/\mu_{eff}$, вычисленная по формуле (21)

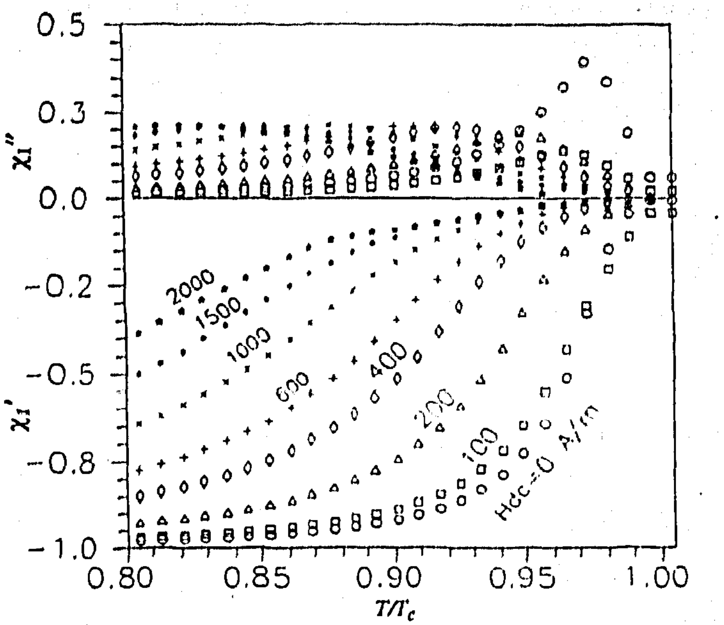


Рис.4. Вычисленные зависимости χ_1', χ_1'' от приведенной температуры T/T_c для различных значений H_{dc}. $H_o = 100$ А/м , $H_p = 500$(А/м), $\beta = 1$, $q = 2$, $\mu_{eff} = 1$

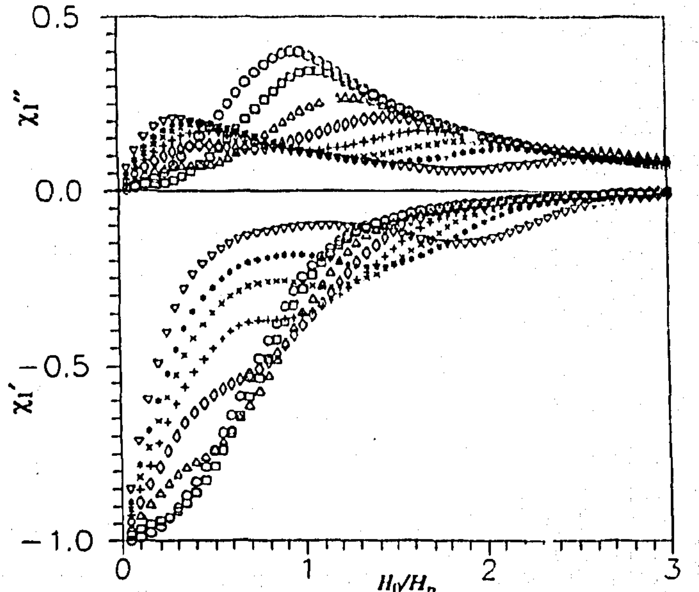


Рис.5. Вычисленные зависимости χ_1', χ_1'' от поля $H_{ex} = H_{dc} + H_{ac}$. $H_p = 500$(А/м), $\beta = 1$, $\mu_{eff} = 1$, H_{dc} A/m = 0(o), 100(□), 200(△), 300(◇) , 400(+), 500(x), 600(*), 800(▽)

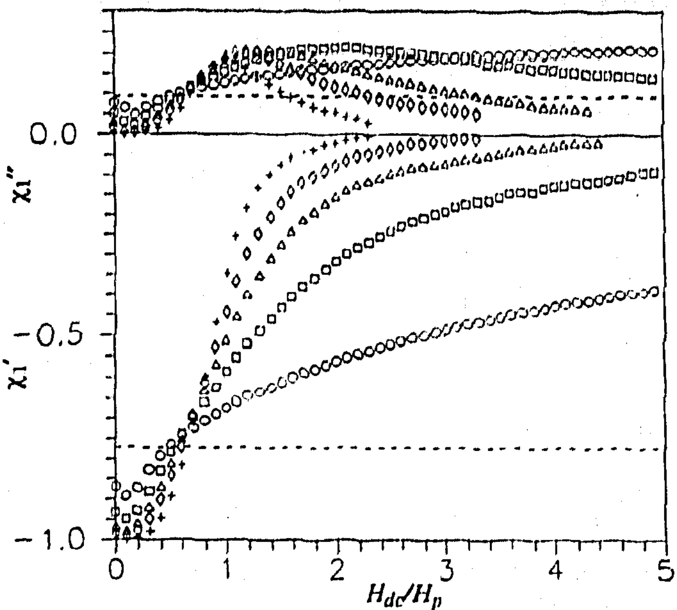


Рис.6. Вычисленные зависимости χ_1', χ_1'' от H_{dc}. $H_p = 500$ А/м , $H_o = 50$ А/м , $\mu_{eff} = 1$, $\beta = 0(-)$, $0.5(o)$, $1(\Box)$, $1.5(\triangle)$, $2(\Diamond)$, $3(+)$

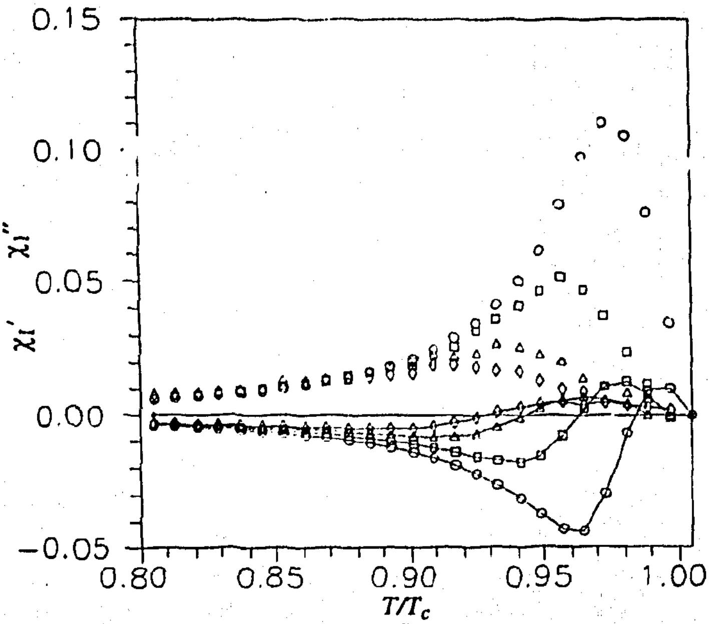


Рис.7. Вычисленные зависимости второй гармоники *ac*-восприимчивости $\chi_2'(T/T_c)$, $\chi_2''(T/T_c)$ при различных полях H_{dc}. $H_p = 500$ А/м , $H_o = 50$ А/м , $\beta = 1$, $q = 2$, $\mu_{eff} = 1$, H_{dc}(A/m)= 100(o), 200($\Box$), 400($\triangle$), 600($\Diamond$). Линии соединяют точки реальной части *ac*-восприимчивости

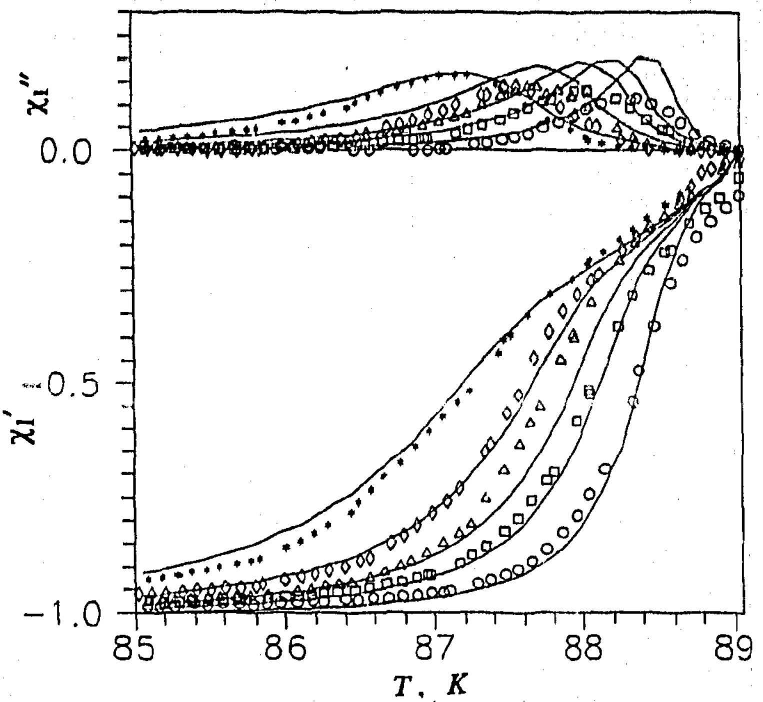


Рис.8. Сравнение результатов расчетных (кривые) и экспериментальных (точки) данных зависимостей $\chi_1'(T)$, $\chi_1''(T)$, измеренных с амплитудой переменного поля H_o (А/м) = 20(o), 41(□), 61(△), 101(◇), 203(*) в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Параметры используемые в расчете: $\beta = 0,2$, $q = 2,43$, $f_n = 0,12$, $Rg = 5$ мкм, $\alpha_o = 5.6 \cdot 10^9$, $R = 0.001$ м.

Приложение

Мы вычисляем ветвь M_d в случае $H_{ex} \leq H_p$ и при $H_{dc} = 0$. Для всех остальных случаев обе ветви M_d, M_a легко вычисляются, однако из-за громоздкости они не даются в данной работе.

На рис. 9 изображены функции $B(r)$ внутреннего поля в типичные моменты воздействия переменного поля $H_{ac} = H_o \sin \omega t$. Ветвь M_d начинается в момент убывания H_{ac} с H_o (при этом внутреннее поле – функция $B_1(r)$), проходит через промежуточные значения (внутреннее поле – $B_2(r)$, $B_3(r)$) и заканчивается в момент достижения значения $-H_o$ (внутреннее поле – $B_4(r)$).

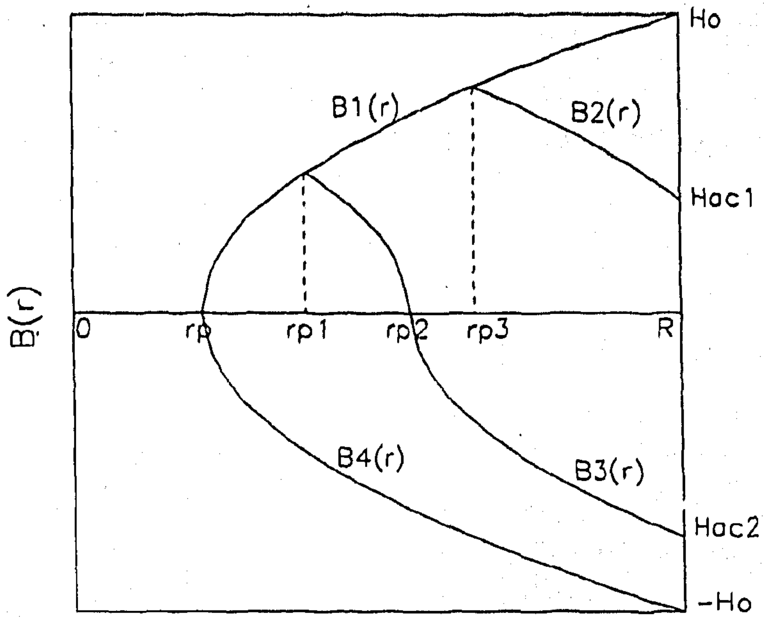


Рис.9. Локальные внутренние поля $B(r,\omega t)$ в различные моменты воздействия переменного поля H_{ac}

Функции $B_1(r)$-$B_4(r)$ выглядят следующим образом:

$$B_1(r) = \left[H_o^{(\beta+1)} - (\beta+1)\alpha(R-r)\right]^{1/(\beta+1)}, r_p \le r \le R, \tag{27}$$

$$B_2(r) = \left[H_{ac1}^{(\beta+1)} + (\beta+1)\alpha(R-r)\right]^{1/(\beta+1)}, r_{p3} \le r \le R, \tag{28}$$

$$B_3(r) = \begin{cases} -\left[\mid H_{ac2}\mid^{(\beta+1)} -(\beta+1)\alpha(R-r)\right]^{1/(\beta+1)}, r_{p2} \le r \le R, \\ \left[-\mid H_{ac2}\mid^{(\beta+1)} +(\beta+1)\alpha(R-r)\right]^{1/(\beta+1)}, r_{p1} \le r < r_{p2}, \end{cases} \tag{29}$$

$$B_4(r) = -\left[H_o^{(\beta+1)} - (\beta+1)\alpha(R-r)\right]^{1/(\beta+1)}, r_p \le r \le R. \tag{30}$$

$M_d(H_{ac})$ вычисляется по формуле (15), где $M_{vir}(H_o) + H_o = B_{vir}(H_o)$, $B_{vir}(H_o)$ определяется по формуле (12), а $\Delta\langle B_d(H_{ac})\rangle$ определяется с помощью выражений (27 – 30) и операции усреднения (11). Например, для момента t_1, когда $H_{ac} = H_o \sin\omega t_1 = H_{ac1}$ имеем

$$\Delta\langle B_d(H_{ac1})\rangle = \frac{2\mu_{eff}}{R^2}\int\limits_{r_{p3}}^{R}[B_1(r) - B_2(r)]r\,dr. \tag{31}$$

Получаем окончательные выражения для $\Delta\langle B_d(H_{ac})\rangle$:
при $H_{ex} \geq 0$

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\langle B_d\rangle}{\mu_{eff}H_o} &= \frac{2B_1}{B_{23}}h_o^{2B_1}(1-\sin\omega t^{B_{23}})+\\ &+\frac{2B_1}{B_2}h_o^{2B_1}\left\{(\sin\omega t^{B_1}+h_o^{-B_1})\left[\sin\omega t^{B_2}-\left(\frac{1+\sin\omega t^{B_1}}{2}\right)^{B_2/B_1}\right]-\right.\\ &\left.-(1-h_o^{-B_1})\left[1-\left(\frac{1+\sin\omega t^{B_1}}{2}\right)^{B_2/B_1}\right]\right\}, \qquad (32)\end{aligned}$$

при $H_{ac} < 0$

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\langle B_d\rangle}{\mu_{eff}H_o} &= \frac{2B_1}{B_{23}}h_o^{2B_1}(1+|\sin\omega t|^{B_{23}})-\\ &-\frac{2B_1}{B_2}h_o^{2B_1}(1-h_o^{-B_1})\left[1-2(1-|\sin\omega t|^{B_1})^{B_2/B_1}\right]+\\ &+\frac{2B_1}{B_2}h_o^{2B_1}\left(\frac{1-|\sin\omega t|^{B_1}}{2}\right)^{B_2/B_1}(1+|\sin\omega t|^{B_1}-2h_o^{-B_1})-\\ &-\frac{2B_1}{B_2}h_o^{2B_1}|\sin\omega t|^{B_2}(|\sin\omega t|^{B_1}-h_o^{-B_1}), \qquad (33)\end{aligned}$$

где $h_o = H_o/H_p$, $B_1 = \beta+1$, $B_2 = \beta+2$, $B_{23} = 2\beta+3$.
В случае $H_o \ll H_p$ так, чтобы $(H_o/H_p)^{2B_1} \ll (H_o/H_p)^{B_1}$, имеем $\Delta\langle B_d\rangle/H_o \approx H_o^{\beta+1}$ так, что в этом случае $\chi_n'(H_o)$, $\chi_n''(H_o) \approx H_o^{\beta+1}$.

Список литературы

[1]. D-X. Chen, I. Nogues, K.V. Rao.
Cryogenics, 1989, v.29, p. 800-808.

[2]. D-X. Chen, A. Sanches, T. Puig, L.M. Martinez, J.S.Munoz.
Physica C, 1990, v.168, p.652-667.

[3]. L. Ji, R.H.Sohn, G.C.Spalding, C.J.Lobb, M.Tinkham.
Phys. Rev. B, 1989, v.40, N16, p. 10936-10945

[4]. T.Ishida, R.B.Goldfarb.
Phys. Rev. B, 1990, v.41, N13, p. 8937-8947

[5]. Л.Т. Цымбал, А.Н. Черкасов.
ФНТ,1992, т.18, с. 1191-1196

[6]. Subir Saha, B.K.Das.
Super. Sci. Technol., 1993, v.6, p. 685-690

[7]. S.Gjolmesli, K.Fossheim.
Physica C, 1994, v.220, p. 33-40

[8]. D.Sen, A.Mitra, S.K.Ghatak.
J. Supercond., 1992, v.5, N6, p. 519-525

[9]. K.H.Muller.
Physica C, 1989, v.159, p. 717-726

[10].S.Senoussi, C.Aguillon, P.Manuel.
Physica C,1991, v.175, p. 202-214

[11].S.Senoussi, C.Aguillon, S.Hadjoudj.
Physica C, 1991, v.175, p. 215-225

[12].V.Calzona, M.R.Cimberle, C.Ferdeghini, M.Putli, A.S.Siri.
Physica C, 1989, v.157, p. 425-430

[13].Youngtae Kim, Q.Harry Lam, C.D.Jeffries.
Phys. Rev. B, 1991, v.43, N13, p. 11404-11407

[14].M.Forsthuber, F.Ludwig, G.Hilscher.
Physica C,1991, v.177, p. 401-414

[15].J.Wang, H.S.Gamchi, K.N.R.Taylor, G.J.Russel, Y.Yue.
Physica C, 1993, v.205, p. 363-370

[16].T.Arndt, W.Schauer, J.Reiner.
Physica C, 1993, v.210, p. 417-431

[17].Charles P. Bean.
Rev. Modern Phys.,1664, p. 31-39

[18].John R. Clem
Physica C, 1988, v.133-135, p. 50-55

[19].P.G.de Gennes.
Supercond. of Metals and alloys, p. 84
Addison-Wesley Publ. Comp.,INC

[20]. J.W.C. De Vries, G.M.Stollman, M.A.M.Gijs.
Physica C,1989, v.157, p. 406-414

[21].M.Mehbod, S.Sergeenkov, M.Ausloos, J.Schoeder, A.Dang.
Phys. Rev. B, 1993, v.48, N1, p. 483-486

[22].S.F.Wahid, N.K.Jaggi.
Physica C, 1990, v.170, p. 395-404

[23].K.N.R.Taylor, J.Wang, G.J.Russel
Modern Phys. Lett. B, 1993, v.7, N2, p. 83-89.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 мая 1995 года.