

УДК 53.083

## НЕЛИНЕЙНАЯ ИНДУКЦИОННАЯ МЕТОДИКА КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

С. Ю. Гаврилкин, О. М. Иваненко, К. В. Мицен, А. Ю. Цветков

*Предложена усовершенствованная методика для бесконтактного исследования критических параметров сверхпроводниковых материалов, основанная на регистрации нелинейного отклика образца на локальное возбуждение переменным магнитным полем. Представлены результаты численного моделирования спектра сигнала нелинейного отклика и проведено их сравнение с результатами измерений. Рассмотрена возможность восстановления вольт-амперной характеристики сверхпроводника по форме сигнала отклика.*

**Ключевые слова:** тонкие сверхпроводниковые плёнки, критический ток, нелинейная индукционная методика, нелинейный отклик.

В последнее время высокотемпературные сверхпроводники находят все более широкое применение в электронике и сильноточной электротехнике. В связи с этим особый интерес представляют бесконтактные (неразрушающие) методики как для быстрого тестирования качества данных структур, так и для всестороннего исследования их критических параметров. Чаще всего для этих целей используются методики, основанные на анализе пространственного распределения захваченного магнитного потока методами холловской магнитометрии и позволяющие оценивать величину критического тока в рамках модели Бина. Такие методики обычно применяются для быстрого контроля качества промышленных сверхпроводниковых лент с температурами сверхпроводящего перехода выше азотной. Применение подобных методик для исследования свойств сверхпроводниковых пленок на подложках произвольной формы, а также при температурах ниже азотной сопряжено с достаточно серьёзными техническими трудностями. Также затруднительно исследование полевых зависимостей критического тока,

представляющих огромный интерес при использовании сверхпроводников для создания магнитных систем и применения в сильноточной электротехнике.

Иным подходом к решению проблемы бесконтактного измерения критического тока является индукционная методика, впервые описанная в [1]. В её основе лежит регистрация отклика образца на возбуждение в нём кольцевого тока с помощью близко-расположенной катушки индуктивности, подключенной к генератору синусоидального сигнала звуковой частоты с регулируемой амплитудой. Было установлено, что достижение индуцированным током критического значения сопровождается резким ростом амплитуды 3-й гармоники сигнала отклика, снимаемого с той же катушки, что используется для возбуждения (“однокатушечная” нелинейная индукционная методика). Её достоинствами являются относительная техническая простота реализации, локальность измеряемой плотности критического тока (ограничена размерами катушки), принципиальная возможность измерения при произвольных температурах и внешних магнитных полях. Теоретическое описание процессов и способ интерпретации экспериментальных данных для данной методики предложены в [2]. Дальнейшее развитие данная методика получила в цикле работ [3–7], а новая теоретическая модель для анализа зависимостей измеряемой амплитуды 3-й гармоники предложена в [8].

Основной трудностью всех бесконтактных методик является определение истинного значения величины критического тока. Наиболее распространенным подходом в индукционных методиках является пропорциональный пересчет значения тока возбуждения, при котором амплитуда сигнала 3-й гармоники достигает некоторого порогового значения, с использованием калибровочного коэффициента. Он определяется в ходе эксперимента с использованием эталонного образца плёнки с известной из прямых транспортных измерений величиной плотности критического тока. Однако строгого теоретического обоснования применимости данного подхода нет. На наш взгляд, наиболее корректным является подход, предложенный в [2], где вся зависимость амплитуды 3-й гармоники от тока возбуждения аппроксимируется модельной функцией, в которой искомая величина критической плотности тока является подгоночным параметром. Тем не менее, практического применения данный способ не нашел.

В данной работе рассматривается возможность применения “однокатушечной” нелинейной индукционной методики для комплексного исследования критических параметров тонкоплёночных сверхпроводниковых структур. Обычно применение подобных методик ограничивается оценкой величины плотности критического тока исследуемых образцов, однако наиболее интересным представляется бесконтактное получение их вольт-

амперных характеристик (ВАХ), из анализа которых определяются и абсолютная величина плотности критического тока, и показатель крутизны нарастания ВАХ, также являющийся критерием качества материала. Один из способов получения ВАХ рассмотрен в [4], где её вид получается из анализа серии зависимостей амплитуды 3-й гармоники от величины тока возбуждения для различных частот, что сопряжено со всеми вышеописанными трудностями получения абсолютных значений. Ниже представлена усовершенствованная методика определения плотности критического тока на основе анализа полного спектра отклика и рассмотрена принципиальная возможность восстановления вида ВАХ.

Рассмотрим кратко экспериментальную основу данной методики. Как упомянуто выше, вблизи поверхности исследуемой плёнки размещается микрокатушка с внешним диаметром менее 2 мм, служащая одновременно и для создания переменного магнитного поля, индуцирующего транспортный ток в образце, и для приёма создаваемого образцом сигнала отклика. Типовая катушка содержит около 500 витков медного обмоточного провода диаметром 20 мкм. Катушка смонтирована в корпусе держателя образца, обеспечивающего точное позиционирование плёнки относительно катушки, при этом ось катушки строго перпендикулярна плоскости образца. Источником тока возбуждения является генератор синусоидального сигнала звуковой частоты высокой спектральной чистоты. Регистрация сигнала отклика и дальнейший его анализ осуществляется методами цифровой обработки сигналов. Важными требованиями являются линейность и широкий динамический диапазон приемного тракта, позволяющие анализировать субмикровольтовые спектральные компоненты на фоне сигнала возбуждения. Держатель с образцом размещен в криостате, обеспечивающем рабочую температуру (вплоть до гелиевых температур) и, при необходимости, внешнее магнитное поле.

Теперь более подробно рассмотрим физические основы методики. При пропускании переменного тока  $I_1(t) = I_1 \sin \omega t$  (где  $\omega$  – циклическая частота) через катушку возбуждения в образце индуцируется круговой ток [1, 8], который можно рассматривать как “зеркальную” катушку, индуктивно связанную с катушкой возбуждения. Таким образом, с электротехнической точки зрения система представляет собой трансформатор, в роли первичной обмотки которого выступает задающая катушка, а вторичной – круговой ток в образце. Пока образец находится в сверхпроводящем состоянии, вторичная обмотка является короткозамкнутой, а с переходом сверхпроводника в резистивное состояние (при достижении критической плотности тока) становится нагруженной на нелинейное сопротивление. Данная эквивалентная схема показана на рис. 1. Обозначим

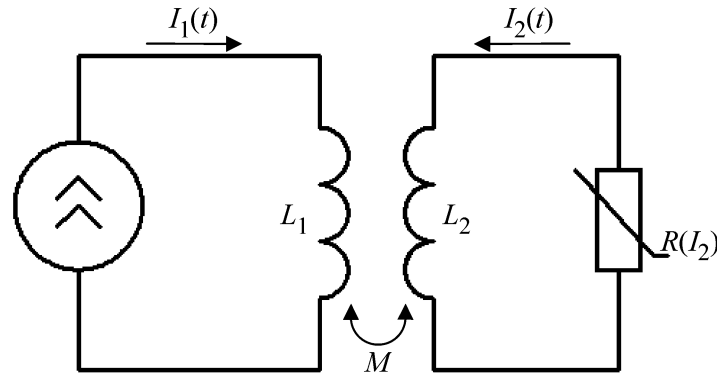


Рис. 1: Эквивалентная электрическая схема системы “катушка возбуждения – образец”.

индуктивности первичной и вторичной обмоток как  $L_1$  и  $L_2$ , их взаимную индуктивность –  $M$ , токи в первичной и вторичной цепях –  $I_1(t)$  и  $I_2(t)$  соответственно. Нелинейное сопротивление во вторичной цепи обозначим как  $R(I_2(t))$ . Для упрощения рассмотрения будем считать  $L_2$  и  $M$  постоянными, хотя геометрические размеры “зеркальной” катушки с ростом тока несколько увеличиваются [8], что необходимо учитывать при более строгом анализе.

Полные потоки магнитного поля через первичную и вторичную обмотки могут быть записаны в виде

$$\Phi_1(t) = L_1 I_1(t) + M I_2(t), \quad (1)$$

$$\Phi_2(t) = M I_1(t) + L_2 I_2(t), \quad (2)$$

где ток вторичной цепи  $I_2(t)$  определяется согласно уравнению

$$I_2(t) = -\frac{1}{R(t)} \frac{d\Phi_2(t)}{dt}. \quad (3)$$

Тогда напряжение сигнала отклика на выводах первичной обмотки может быть записано как

$$E_1(t) = -\frac{d\Phi_1(t)}{dt} = \left( \frac{M^2}{L_2} - L_1 \right) \frac{dI_1(t)}{dt} + \frac{M}{L_2} R(t) I_2(t), \quad (4)$$

а ток вторичной цепи определяется дифференциальным уравнением

$$\frac{dI_2(t)}{dt} = -\frac{1}{L_2} R(t) I_2(t) - \frac{M}{L_2} \frac{dI_1(t)}{dt}. \quad (5)$$

В случае, когда образец находится в сверхпроводящем состоянии, т.е. до достижения величины критического тока,  $R(t) = 0$ , а ток во вторичной цепи равен

$$I_2(t) = -\frac{M}{L_2} I_1(t). \quad (6)$$

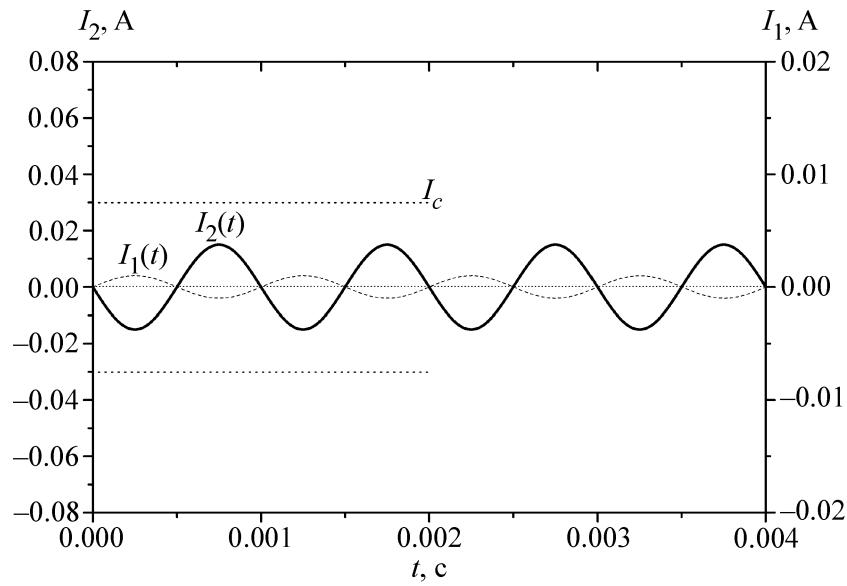


Рис. 2: Временные диаграммы токов первичной и вторичной цепей для случая, когда амплитуда тока образца  $I_2$  не превышает критического значения  $I_c$ .

При этом его форма совпадает с формой задающего сигнала в первичной цепи, а фаза сдвинута на  $180^\circ$ . Временные диаграммы токов первичной и вторичной цепей для данного случая показаны на рис. 2. При этом поле первичной обмотки в образце экранируется ( $\Phi_2 = 0$ ), а нелинейный отклик отсутствует. При переходе образца в резистивное состояние появляется ненулевое сопротивление  $R(t)$ , нелинейное по величине тока  $I_2(t)$  и определяемое из ВАХ  $V(I_2)$  как

$$R(t) = \frac{V(I_2(t))}{I_2(t)}. \quad (7)$$

В случае известного вида ВАХ, численно решая уравнение (5) относительно  $I_2(t)$  и подставляя результат в (4), получается временная зависимость сигнала отклика, регистрируемого на выводах первичной обмотки. С помощью преобразования Фурье можно получить спектр данного сигнала.

Для сравнения результатов численного моделирования с экспериментальными данными зададимся следующим идеализированным видом ВАХ, позволяющим, тем не менее, удовлетворительно описать поведение реальных сверхпроводников [9]:

$$V(t) = \begin{cases} 0, & |I_2(t)| < I_c, \\ \pm V_c \left[ \left( \frac{|I_2(t)|}{I_c} \right)^n - 1 \right], & |I_2(t)| \geq I_c, \end{cases} \quad (8)$$

где  $V_c$  – численный коэффициент, имеющий размерность напряжения,  $I_c$  – величина критического тока образца, а  $n$  – показатель крутизны нарастания ВАХ. Тогда мгновенное значение сопротивления можно выразить как

$$R(t) = \begin{cases} 0, & |I_2(t)| < I_c, \\ \frac{V_c}{|I_2(t)|} \left[ \left( \frac{|I_2(t)|}{I_c} \right)^n - 1 \right], & |I_2(t)| \geq I_c. \end{cases} \quad (9)$$

В данной модели  $I_c$  имеет смысл “идеального” критического тока, после достижения которого появляется ненулевое сопротивление. Реальные ВАХ технических высокотемпературных сверхпроводников часто имеют участок ненулевого, но слаборастущего сопротивления до достижения “инженерного” критического тока, определяемого по пороговому значению падения напряжения (обычно 1 мкВ/см). В этих случаях можно использовать другие виды ВАХ.

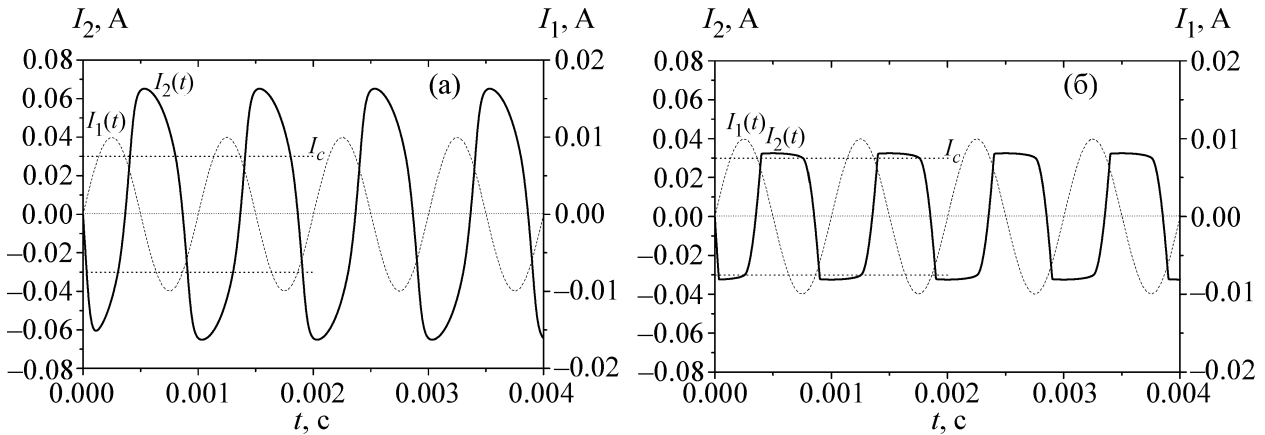


Рис. 3: Временные диаграммы токов первичной и вторичной цепей, когда амплитуда тока образца  $I_2$  превышает критическое значение  $I_c$ . Показаны формы сигнала для случаев “мягкого” (а) и “жесткого” (б) ограничения.

Для численного моделирования в данной работе были выбраны следующие параметры системы:  $L_1 = 100$  мкГн,  $L_2 = 0.01$  мкГн,  $M = 0.15$  мкГн,  $I_c = 30$  мА,  $V_c = 1$  мкВ, частота – 1 кГц. На рис. 3 показаны временные зависимости тока образца  $I_2(t)$ , полученные из решения уравнения (5) при подстановке выражения для нелинейного сопротивления вида (9) с показателями  $n = 3$  и 30 (рисунки (а) и (б) соответственно), при равном значении амплитуды тока возбуждения  $I_1 = 10$  мА. Как видно, в обоих случаях форма  $I_2(t)$  оказывается искаженной, причем характер искажений определяется крутизной ВАХ. При больших показателях ( $n = 30$ ) форма сигнала становится близкой к прямоугольной и амплитуда тока образца слабо превышает критическое значение

$I_c = 30$  мА (случай “жесткого” ограничения), при меньших ( $n = 3$ ) – искажения менее выражены, а амплитуда  $I_2(t)$  может значительно превышать  $I_c$  (“мягкое” ограничение). Во всех случаях достижения резистивного состояния фазовый сдвиг между токами образца и катушки возбуждения становится менее  $180^\circ$ , а экранировка поля в образце нарушается.

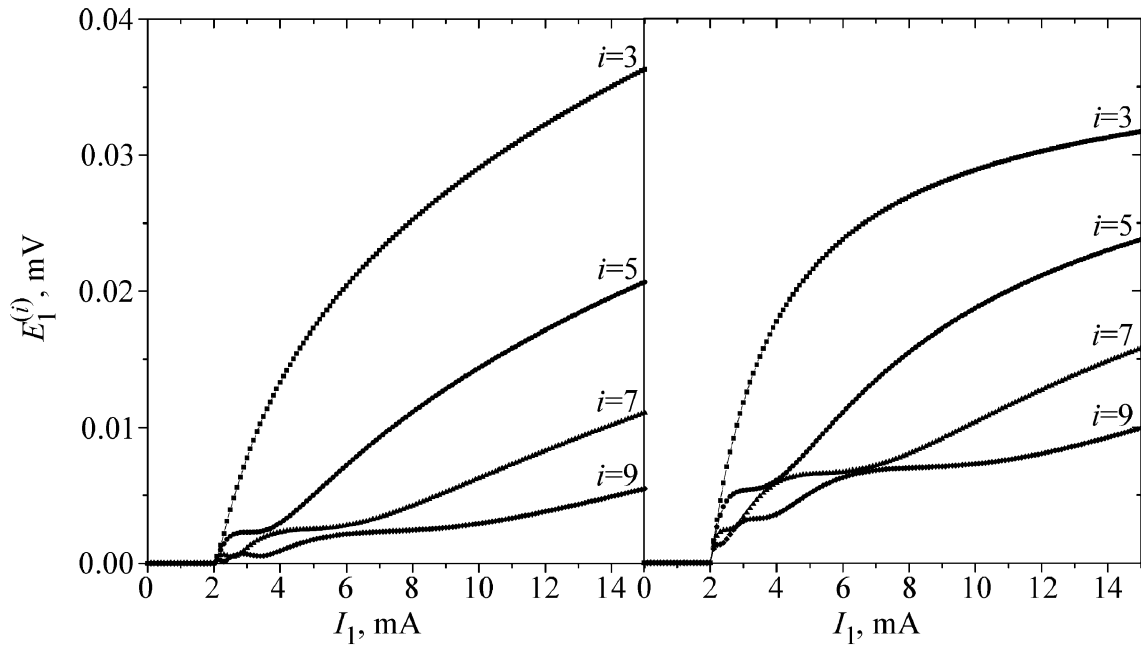


Рис. 4: Зависимости амплитуд нечетных гармоник сигнала отклика от амплитуды тока возбуждения  $I_1$  для случаев “мягкого” ( $n = 3$ , левая плоскость) и “жесткого” ( $n = 30$ , правая плоскость) ограничения.

Рассмотрим теперь зависимости амплитуд старших (выше 3-й) гармоник сигнала отклика от тока возбуждения. На рис. 4 показаны зависимости амплитуд нечетных гармоник сигнала отклика (4) от амплитуды  $I_1$  тока возбуждения, полученные численным моделированием для случаев “жесткого” и “мягкого” ограничений. Обращает на себя внимание немонотонное поведение амплитуд старших нечетных гармоник и наличие особых точек (перегибов), положение которых зависит от ВАХ образца. При этом четные гармоники отсутствуют в силу симметричного ограничения тока  $I_2(t)$ . Амплитуде  $I_1 = 2$  мА, согласно (6), соответствует равенство  $I_2 = I_c$  (где  $I_2$  – амплитудное значение тока образца  $I_2(t)$ ). Выше этого порога равенство (6) нарушается, и реальный ток образца следует получать из решения уравнения (5), что требует знания ВАХ исследуемого материала. В силу этого простой общепринятый линейный пересчет амплитуды тока

возбуждения (в момент достижения 3-й гармоникой некоторого порогового значения) в величину критического тока может оказаться в общем случае некорректным.

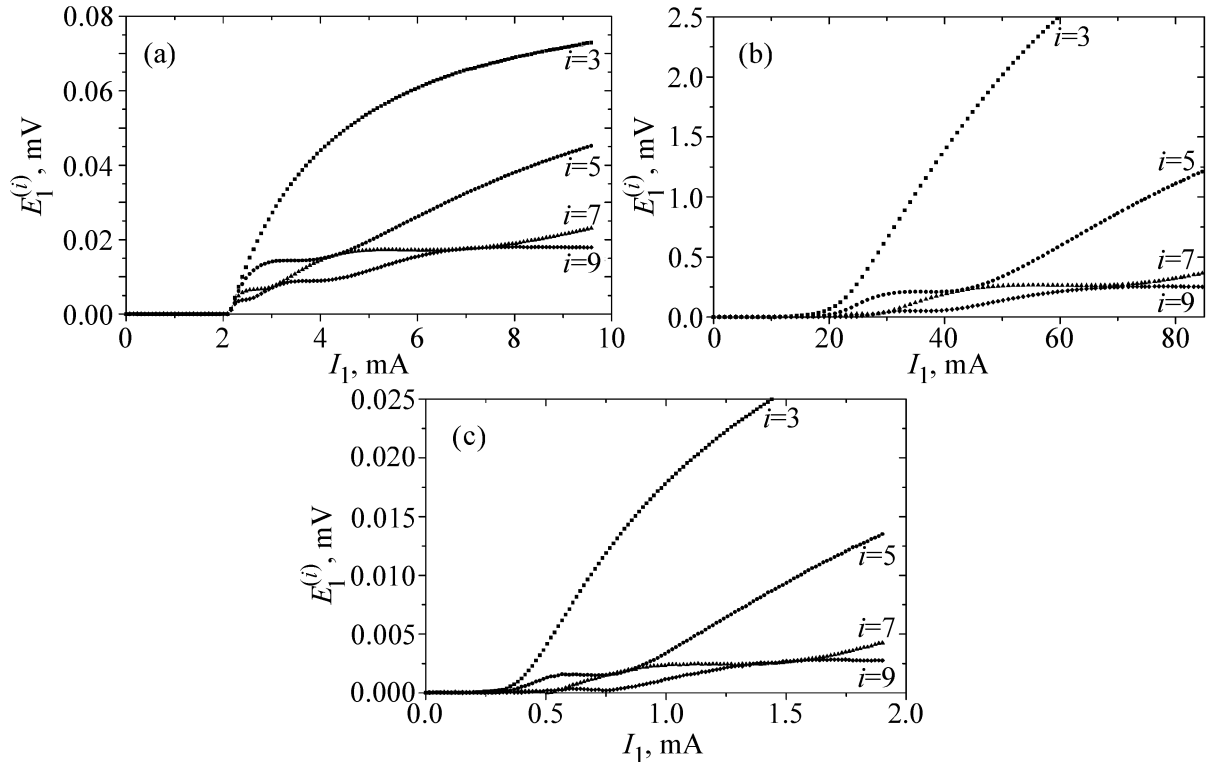


Рис. 5: Экспериментальные зависимости амплитуд нечетных гармоник от тока возбуждения для ниобиевого кольца (а), тонкой плёнки  $YBaCuO$  (б) и тонкой плёнки  $BaFeCoAs$  (в).

Для сравнения с результатами численного моделирования на рис. 5(а)–(в) представлены экспериментальные зависимости амплитуд нечетных гармоник от тока возбуждения для различных образцов: 1) модельного образца, представляющего собой тонкое ниобиевое кольцо внешним диаметром 2 мм и толщиной 200 нм на кремниевой подложке и имитирующего вторичную цепь рассмотренной выше системы, 2) эпитаксиальной плёнки  $YBaCuO$  и 3) эпитаксиальной плёнки  $BaFeCoAs$ . Измерения проводились при температурах 6, 77 и 15 К соответственно. Все экспериментальные данные получены в отсутствие внешнего постоянного магнитного поля. Наблюдаемое соответствие формы и относительного положения особых точек с результатами численного моделирования свидетельствует о правильности выбранного подхода к описанию механизма возникновения нелинейного отклика. При этом размытость области вблизи перехода может быть



связана с более сложным видом ВАХ данных сверхпроводников и непостоянством параметров  $M$  и  $L_2$ .

Как ранее отмечалось, максимальную информацию о свойствах исследуемых сверхпроводниковых материалов может дать только полный вид ВАХ. С этой целью рассмотрим возможность восстановления вида ВАХ  $V(I_2)$  по измеренной временной зависимости полного сигнала отклика  $E_1(t)$ . Для этого необходимо для каждого момента времени знать мгновенные значения величин  $V(t)$  и  $I_2(t)$ . Тогда, согласно выражениям (7) и (4),

$$V(t) = \frac{L_2}{M} E_1(t) - \left( M - \frac{L_1 L_2}{M} \right) \frac{dI_1(t)}{dt}. \quad (10)$$

Выразив  $\Phi_1(t)$  в интегральном виде из равенства (4) и подставив его в уравнение (1), получим

$$I_2(t) = -\frac{1}{M} \left( \int E_1(t) dt + L_1 I_1(t) \right). \quad (11)$$

В каждый момент времени пара значений  $V$  и  $I_2$ , полученных по формулам (10) и (11), определяет точку на графике ВАХ, причем за каждый период задающего сигнала кривая ВАХ проходит дважды. Следует подчеркнуть, что для получения ВАХ, теоретически, достаточно записи одного полупериода сигнала отклика при постоянной амплитуде  $I_1$  тока возбуждения. При этом максимальная сила тока, до которой прописывается ВАХ, определяется амплитудой  $I_1$  и крутизной самой характеристики согласно решению уравнения (5). На практике регистрация отклика с достаточной для количественного восстановления ВАХ точностью является достаточно сложной задачей, так как требует аккуратного выделения сигнала отклика  $E_1(t)$  на фоне задающего сигнала (необходима компенсация падения напряжения на имеющемся у реальной катушки активном сопротивлении) и прецизионного интегрирования.

Таким образом, в данной работе рассмотрена возможность применения “однокатушечной” нелинейной индукционной методики для комплексного исследования критических параметров тонкоплёночных сверхпроводниковых структур. Представлена модель, описывающая механизм возникновения нелинейного отклика образца на внешнее переменное магнитное поле, создаваемое измерительной микрокатушкой. Проведено сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными. Показано, что полный вид сигнала отклика определяется ВАХ образца, и предложен способ её восстановления по сигналу отклика.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. H. Claassen, M. E. Reeves, and R. J. Soulen, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 996 (1991).
- [2] G. D. Poulin, J. S. Preston, and T. Strach, *Phys. Rev. B* **48**(2), 1077 (1993).
- [3] Y. Mawatari, H. Yamasaki, and Y. Nakagawa, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2424 (2002).
- [4] H. Yamasaki, Y. Mawatari, and Y. Nakagawa, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3275 (2003).
- [5] H. Yamasaki, Y. Mawatari, et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 3718 (2003).
- [6] Y. Mawatari, H. Yamasaki, and Y. Nakagawa, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3972 (2003).
- [7] H. Yamasaki, Y. Mawatari, and Y. Nakagawa, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 3636 (2005).
- [8] Zhang Xu et al., *Chin. Phys. B* **20**(2), 027401 (2011).
- [9] K. E. Osborne, A. C. Rose-Innes, *Phil. Mag.* **27**, 683 (1973).

Поступила в редакцию 4 сентября 2013 г.