

уменьшается (из-за роста критического числа M), а при его увеличении растет. Измерения амплитуды пульсаций УВ в разных средах показали, что $\bar{\Delta}$ на ниспадающих ветвях пульсационных кривых в чистых фреонах и в их смесях с инертными газами при $M = \text{const}$ одинаковы (в пределах разброса экспериментальных данных). Начало скачка $\bar{\Delta}$ в смесях определяется концентрацией примеси, его величина — соответствующим критическим числом M . Сопоставление пульсационных кривых фреонов-12, 114 показывает, что величина максимальной пульсации УВ в CF_2Cl_2 приблизительно вдвое больше, чем в $\text{C}_2\text{F}_4\text{Cl}_2$. Поэтому на режимах аномальной релаксации в этих двух газах можно ожидать различной степени роста коэффициента сопротивления тел.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мишин Г.И., Бедин А.П., Юшенкова Н.И., Скворцов Г.Е., Рязин А.П. — ЖТФ, 1981, т. 51, № 11, с. 2315–2324.
- [2] Бедин А.П., Мишин Г.И., Скворцов Г.Е. — Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, в. 10, с. 613–618.
- [3] Мишин Г.И., Менде Н.П. В кн.: Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М.—Л.: Наука, 1967, с. 163–168.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
6 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24

26 декабря 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ СМЕЩЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Ф.Г. Барьяхтар, А.М. Гришин,
Ю.А. Кузин, Ю.В. Мелихов,
А.М. Редченко

Несмотря на большое число работ, посвященных изучению динамики доменных границ (ДГ) в эпитаксиальных феррит-гранатовых пленках (ЭФП) [1–5], отсутствие единого методического подхода к этой проблеме делает актуальным вопрос разработки универсального метода исследования процессов смещения ДГ.

Сочетание высокоскоростной фотографии (ВСФ) и импульсного фотометрического детектирования (ИФД), на наш взгляд, позволяет решить, практически, все вопросы, возникающие при исследовании динамики ДГ в ЭФП. Однако, если эффективность ВСФ ограничена

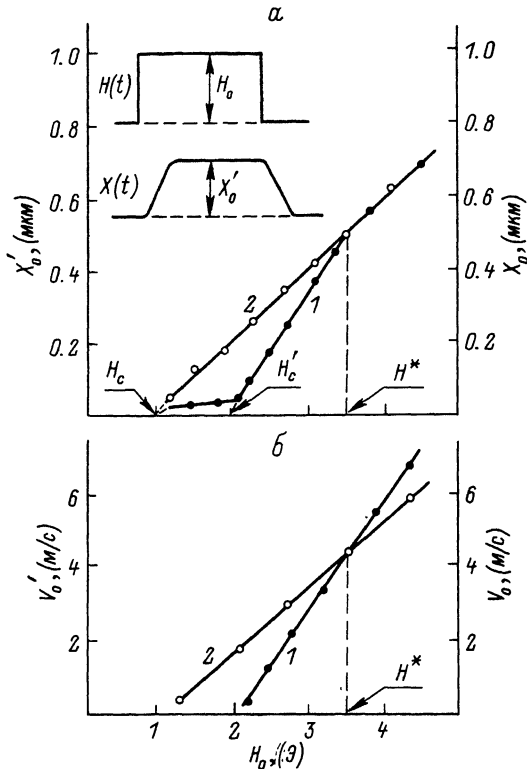


Рис. 1. Зависимости смещения (а) и скорости ДГ (б), полученные стандартным методом импульсного фотометрического детектирования (кривые 1) и методом, предложенным в настоящей работе (кривые 2). Вставка на рис., а изображает временные зависимости возбуждающего импульсного магнитного поля амплитудой H_0 и смещения ДГ $X(t)$ с установившейся амплитудой смещения X'_0 .

только требованием больших амплитуд смещения ДГ (> 0.2 мкм) [5], то широко используемая методика ИФД [1, 6, 7], как будет показано ниже, методически некорректна.

В данной работе рассмотрены причины, приводящие к некорректности стандартного ИФД и на основании полученных результатов предложена методика ИФД, свободная от обнаруженных недостатков.

В экспериментах, выполненных методом ИФД, исследовалось смещение ДГ под действием однородного импульсного магнитного поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания образца. Образцами служили ЭФП состава $(Y, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$, выращенные на подложке гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111).

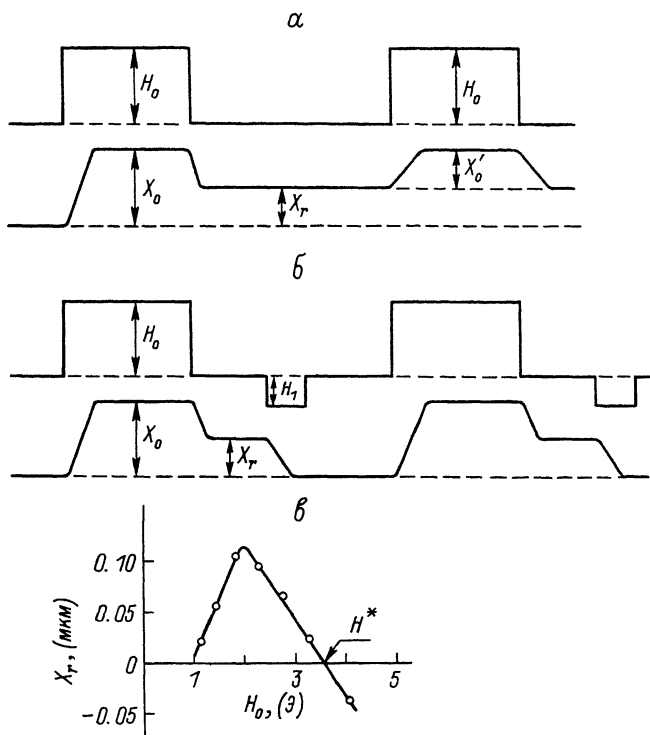


Рис. 2. Схематический характер зависимости смещения ДГ от времени при воздействии двух однократных импульсов магнитного поля амплитудой H_0 (а) и при воздействии периодической последовательности импульсов, где после каждого возбуждающего импульса H_0 подавался возвращающий импульс H_r (б). Зависимость невозвращения ДГ X_r от величины импульсного магнитного поля H_0 (в).

Ниже приведены результаты для образца толщиной $h = 18$ мкм, намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 100$ Гс, коэрцитивностью $H_c = 1$ Э и периодом полосовой доменной структуры в нулевом поле $P_0 = 30$ мкм.

В экспериментах измерялась зависимость установившейся амплитуды смещения X_0' и скорости стационарного движения ДГ V_0' от амплитуды поля H_0 (см. вставку на рис. 1, а).

Зависимость $X_0'(H_0)$, полученная известной методикой [6], представлена на рис. 1, а кривой 1. Как видно из рисунка, зависимость имеет характерный вид с изломами в полях H_c' и H^* . Наличие второго излома в поле $H^* > H_c$ существенно отличает зависимость $X_0'(H_0)$ от кривой намагничивания, полученной при квазистатическом измене-

нии магнитного поля, и имеющей только один излом в поле равном H_c .

Сравнение зависимостей $\chi'_o(H_o)$ и $V'_o(H_o)$ (последняя представлена кривой 1 на рис. 1, б) показывает, что поле H'_c соответствует динамической коэрцитивности, а его величина $H'_c \approx 2H_c$, где H_c — поле коэрцитивности, измеренное в квазистатике. Хотя, согласно [1], статическая коэрцитивность не может быть меньше динамической.

Обратим внимание и на следующее противоречие. Как известно [8, 9, 10], участок зависимости $\chi'_o(H_o)$ при $H_o > H'_c$ соответствует процессам необратимого смещения ДГ, что должно было бы проявиться наличием невозвращения ДГ на зависимости $\chi(t)$ при уменьшении поля $H(t)$ до нуля (см. рис. 2, а). Однако при использовании известной методики ИФД [1, 6, 7], такой гистерезис отсутствует как при $H_o < H'_c$, так и в полях $H_o > H'_c$.

Для выяснения причин, приводящих к указанным противоречиям, нами было исследовано движение ДГ при воздействии последовательности импульсов магнитного поля, состоящей из двух однократных импульсов, амплитудой $H_o > H_c$ (см. рис. 2, а) на предварительно размагниченную ЭФП. В этих экспериментах сигнал с нагрузки фотоэлектронного умножителя подавался на открытый вход запоминающего осциллографа С8-12, что позволяло регистрировать постоянную составляющую, обусловленную величиной смещения ДГ, а предварительное размагничивание образца осуществлялось низкочастотным (~ 200 Гц) магнитным полем, убывающей амплитуды [8].

Как видно из рис. 2, а, отличительной особенностью действия первого импульса является наличие гистерезиса χ_r на зависимости $\chi(t)$, обусловленного коэрцитивностью и приводящего к появлению остаточной намагниченности M_r . Последнее существенно изменяет исходную ситуацию для второго импульса, поскольку теперь, в момент подачи второго импульса, ДГ начнут двигаться в эффективном поле, Z -я компонента которого равна

$$H_{eff} = H_o - N_{eff} \cdot M_r - H_c, \quad (1)$$

где N_{eff} — эффективный размагничивающий фактор [11], а $M_r \approx \frac{2\chi_r M_s}{\rho_o}$ [12]. Тогда как в момент подачи первого импульса,

$$H_{eff} = H_o - H_c. \quad (2)$$

Отмеченное уменьшение эффективного магнитного поля и проявляется в том, что относительное изменение амплитуды смещения ДГ — χ'_o под действием второго импульса оказывается меньше, чем под действием первого — χ_o (см. рис. 2, а).

Сказанное выше делает очевидной зависимость результатов, получаемых с помощью стандартного ИФД [1, 6, 7], от величины остаточной намагниченности M_r . Таким образом, основной причиной некорректности известного метода является ошибочное представле-

ние об эквивалентности характера движения ДГ под действием периодической последовательности импульсов магнитного поля и под действием мгновенного скачка поля [5]. А так как все существующие теоретические модели движения ДГ, разработанные только для случая однократного ступенчатообразного изменения поля, полностью игнорируют гистерезисные явления [1, 5-7, 13], то подобная некорректность может быть одним из источников несоответствия экспериментальных и теоретических результатов.

С целью устранения отмеченной некорректности нами предлагается усовершенствованная методика ИФД, позволяющая с помощью периодической последовательности импульсов (следовательно, в ней сохраняются все достоинства известной методики – высокое пространственное и временное разрешение) получать результаты, соответствующие однократному воздействию импульса.

Суть метода заключается в подаче, после каждого измерительного импульса H_0 , размагничивающего импульса H_f (см. рис. 2, б), амплитуда которого подбирается таким образом, чтобы после его воздействия ЭФГП возвращалась в размагниченное состояние.

Предложенной методикой были измерены зависимости смещения X_0 и скорость ДГ V_0 от амплитуды возбуждающего импульса H_0 .

Как видно из рис. 1, а, зависимость $X_0(H_0)$ (кривая 2) теперь линейна в области $H_0 > H_c$ и дает значение поля коэрцитивности H_c , совпадающее с квазистатической величиной этого поля. В свою очередь зависимость скорости от поля, приведенная на рис. 1, б (кривая 2), также наглядно иллюстрирует зависимость и различие динамических величин от способа измерения.

Учитывая выражение (1), причины такого различия, а также „роль“ поля H^* и нелинейность поведения $X_0'(H_0)$ можно объяснить нелинейной зависимостью невозвращения ДГ X_r от поля H_0 , которую впервые удалось измерить в динамике с помощью предложенного метода (см. рис. 2, в). (Важно отметить, что нелинейность $X_r(H_0)$ обусловлена проявлением эффекта динамического „туннелирования“ ДГ [1] через потенциальный рельеф, связанный с коэрцитивностью ЭФГП, который приводит к проскакиванию ДГ равновесного положения и к изменению знака X_r при $H > H^*$. Однако детальное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы).

Таким образом, в работе показана некорректность широко используемой методики ИФД, обусловленная различием процессов движения ДГ под действием периодической последовательности импульсов магнитного поля от процессов движения ДГ под действием ступенчатообразного изменения поля и предложена методика ИФД, лишенная этих недостатков, допускающая однозначную интерпретацию получаемых результатов в рамках существующих теоретических моделей.

Л и т е р а т у р а

- [1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

- [2] О'Д е л л Т. Магнитные домены высокой подвижности. М.: Мир, 1978. 197 с.
- [3] Л и с о в с к и й Ф.В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Сов. радио, 1979. 192 с.
- [4] Э ш е н ф е л ь д е р А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
- [5] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / А.М. Балбашов, Ф.В. Лисовский, В.К. Раев и др./ Под ред. Н.Н. Евтихиева, Б.Н. Наумова. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.
- [6] S e i t s c h i k G.A., D o y l e W.P., G o l d - b e r g G.K. - J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 1272-1274.
- [7] Л о г у н о в М.В., Р а н д о ш к и н В.В., С и г а - ч е в В.Б. - ПТЭ, 1985, № 5, с. 247-248.
- [8] К р и н ч и к Г.С. Физика магнитных явлений. М.: изд. МГУ, 1985. 336 с.
- [9] Н а б о к и н А.И. - Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, в. 5, с. 308-312.
- [10] Г р и г о р е н к о А.Н., М и ш и н С.А., Р у д а ш е в - с к и й Е.Г. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 18, с. 1147-1151.
- [11] Б а ж а ж и н Г.А., И л ь и ч е в а Е.Н., М у ш е н - к о в а И.В., Ф е д ь ю н и н Ю.Н., Ш и ш к о в А.Г., Ш и р о к о в а Н.Б. - ЖТФ, 1985, т.55, в. 2, с. 396-399.
- [12] Б а ж а ж и н Г.А., И л ь и ч е в а Е.Н., К о т о в В.А., Т е л е с н и н Р.В., Ш и ш к о в А.Г. - ФТТ, 1987, т. 29, в. 1, с. 257-260.
- [13] Н а б о к и н П.И., Н и к о л а е в Л.В. - Микроэлектроника, 1981, т. 10, в. 6, с. 516-522.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
28 июня 1988 г.
В окончательной редакции
4 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24

26 декабря 1988 г.

ТВЕРДОТЕЛЬНО-ЖИДКОСТНЫЕ ПАССИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ЗАТВОРЫ

Г.Б. А л ь т ш у л е р, Е.Г. Д у л ь н е в а,
А.В. Е р о ф е е в, И.А. М о к и е н к о

Пассивные лазерные затворы, благодаря своей простоте и надежности, получили чрезвычайно широкое распространение в лазерной технике. Рассматривая моноимпульсные неодимовые лазеры, следует выделить два наиболее часто используемых типа пассивных затворов: на основе центров окраски в щелочногалоидных кристаллах и на основе растворов органических красителей. Однако щелочногалоид-