УДК 538.22; 530.1

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ИМПУЛЬСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СОЛИТОНОВ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Ю. С. Кившарь, Б. А. Маломед

1. Как известно, магнитные системы являются существенно нелинейными физическими объектами и допускают существование нелинейных локализованных возбуждений — магнитных солитонов (МС) и доменных границ (ДГ) (см., например, [1]). В отличие от доменных структур, которые хорошо регистрируются как статические неоднородные распределения намагниченности, МС — существенно динамические возбуждения, и поэтому их экспериментальная регистрация весьма затруднена. Подавляющее большинство теоретических работ посвящено анализу солитонных решений нелинейных уравнений для вектора намагниченности [1]. В то же время, с точки зрения эксперимента [2, 3], весьма существенным оказывается изучение процесса возбуждения МС. При обсуждении условий, обеспечивающих генерацию МС импульсным пространственно-неоднородным полем, в работах [4, 5] использовались известные результаты метода обратной задачи рассеяния (МОЗР) [6]. Однако результаты МОЗР справедливы, строго говоря, только для задачи Коши, когда распределение поля намагниченности задано в начальный момент времени. Условиям эксперимента соответствует иная ситуация: локализованный импульс внешнего магнитного поля за малое время T выводит систему из состояния равновесия, а затем происходит распад возбужденного состояния системы на МС и ДГ. В настоящей работе мы представляем последовательное решение задачи об импульсном возбуждении солитонов на примере легкоплоскостного ферромагнетика.

2. Квазиодномерный легкоплоскостной ферромагнетик (ЛПФМ) типа $CuRb_2Cl_2 \cdot 2H_2O$ [5] при наличии ориентированного в базисной плоскости внешнего постоянного поля $\mathbf{H}$, а также дополнительного импульсного поля $h\,(x,\ t)$, направленного под углом χ к полю $\mathbf{H}$, описывается уравнением для угла поворота φ вектора намагниченности в избранной плоскости [1, 5]

$$\varphi_{tt} - \varphi_{xx} + \left(1 + \frac{h\,(x,\ t)}{H} \cos \chi\right) \sin \varphi = \frac{h\,(x,\ t)}{H} \sin \chi. \tag{1}$$

Здесь использованы безразмерные переменные: координата x, направленная вдоль оси анизотропии, и время t измеряются в единицах $\sqrt{\alpha/H}$ и ω_0^{-1} соответственно, где α — обменная константа, ω_0 — щель в спектре спиновых волн. Импульсное поле $h\,(x,\ t)$ берем в виде

$$h\,(x,\ t) = \begin{cases} h_0, & |x| < L/2, \\ 0, & |x| > L/2, \end{cases} \quad 0 < t < T, \quad h\,(x,\ t) = 0, \quad t > T \tag{2}$$

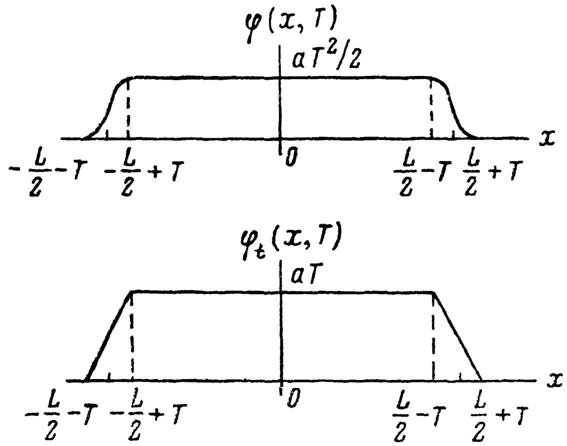
и рассматриваем естественную физическую ситуацию, когда до начала действия импульса ($t < 0$) система находится в равновесном состоянии ($\varphi = \varphi_t = 0$). Нетрудно убедиться, что во время действия импульса члены φ_{tt} и φ_{xx} в уравнении (1) велики, если $T \ll 1$. Тогда членом $\sim \sin \varphi$ можно пренебречь и рассмотреть вначале задачу о линейном возбуждении ЛПФМ импульсным неоднородным полем. Эта задача легко решается при любом соотношении параметров L и T, и результатом является пространственное распределение полей φ и φ_t в момент окончания действия импульса $t = T$. При $L \gg T$, когда пространственный размер импульсного поля гораздо больше «размазки» импульса $v_g T \sim T$ (где v_g — групповая скорость спиновых волн, $v_g \leqslant v_{\max} \equiv 1$), вид функций $\varphi\,(x,\ T)$ и $\varphi_t\,(x,\ T)$ изображен на рисунке. Используя это распределение в качестве начального условия для полного уравнения (1) — уравнения синус-Гордон, — решаем прямую задачу рассеяния и определяем так называемые данные рассеяния для МОЗР [6]. При этом важную роль в МОЗР играет амплитуда рассеяния вперед $A(\lambda)$, нули которой прямо определяют параметры нелинейных возбуждений — МС и ДГ. В случае $L \gg T$ амплитуда $A(\lambda)$ имеет вид

$$A(\lambda) = e^{i\lambda L/2} \left\{ \cos \varkappa L - \frac{ik}{2\varkappa} \left(1 + \frac{a^2 T^4}{24} \right) \sin \varkappa L \right\}, \tag{3}$$

где λ $(0 \leqslant \lambda < \infty)$ — спектральный параметр, используемый в МОЗР [6]; $k \equiv \lambda - 1/4\lambda$; $\varkappa^2 \equiv k^2/4 + a^2 T^2/16$; $a \equiv (h_0/H) \sin \chi$. Анализ решений уравнения $A(\lambda) = 0$ позволяет заключить, что МС генерируются, если

$$aLT \geqslant 2\pi. \tag{4}$$

При увеличении параметра aLT МС распадается на две доменные границы противоположной полярности. Их начальные скорости находятся



Распределение полей $\varphi(x, T)$ и $\varphi_t(x, T)$ после действия импульсной силы в случае $L \gg T$ (для $T \ll 1$).

из соотношения $v_{1,2} = \pm\sqrt{k_0^2 - 1}/|k_0|$, где k_0 — вещественное решение уравнения

$$z \operatorname{ctg} z = -\sqrt{\left(\frac{LaT}{4}\right)^2 - z^2} \left(1 + \frac{a^2 T^4}{24}\right), \quad z = \frac{1}{2} L \sqrt{\left(\frac{aT}{2}\right)^2 - k_0^2}. \tag{5}$$

Анализ решений этого уравнения позволяет заключить, что пара ДГ рождается при условии $aLT \geqslant F(L)$, где $F(L)$ — монотонно растущая функция, которая является решением трансцендентного уравнения, получающегося из (5) заменой $z \to {}^1/_4 \sqrt{F^2 - 4L^2}$, $aTL \to F$. При $L \to 0$ $F(0) = 2\pi$, при $L \to \infty$ $F(L) = 2L + 4\pi^2/L$, причем $F(L) > 2L$ для всех L.

3. Точные аналитические результаты удается также получить в другом предельном случае, когда $L \ll T \ll 1$. При этом импульсное поле сосредоточено почти в одной точке образца, т. е. $h(x, t) \approx h_0 L \delta(x) f(t)$, где $f(t) = \theta(t) - \theta(t - T)$; $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хэвисайда. В момент окончания действия импульсного поля конфигурация волновых полей φ и φ_t имеет вид

$$\varphi(x, T) = \frac{a}{2}\left[-|x| + \frac{1}{2}|x + T| + \frac{1}{2}|x - T|\right], \quad \varphi_t(x, T) \equiv \varphi_T(x, T). \tag{6}$$

Решение прямой задачи рассеяния по схеме МОЗР с начальными условиями (6) оказывается в этом случае более громоздким и может быть доведено до конца только при $k \ll T^{-1}$ (это ограничение не препятствует нахождению порогов возбуждения МС и ДГ). В результате имеем

$$A(\lambda) = e^{ikT}\left[\left(1 - \frac{ikT}{2}\right)\cos\frac{aLT}{4} - \frac{2ik}{aL}\sin\frac{aLT}{4}\right].$$

Решение уравнения $A(\lambda)=0$ дает пороговое условие возбуждения МС

$$aLT \geqslant 2\pi, \tag{7}$$

а также ДГ

$$aLT \geqslant 2\pi + 4T/\pi. \tag{8}$$

Важно отметить, что условие (7) в точности совпадает с условием (4), несмотря на различные соотношения между параметрами импульса L и T. Условие (7) обобщается на случай генерации N солитонов следующим образом: $aLT \geqslant 2\pi\,(2N-1)$.

Помимо солитонов, импульсное магнитное поле генерирует также несолитонные возбуждения — спиновые волны, которые описываются в рамках МОЗР так называемым сплошным спектром. Используя результаты решения прямой задачи рассеяния в схеме МОЗР, можно оценить энергию E_{em}, содержащуюся в несолитонных возбуждениях (спиновых волнах) при импульсном возбуждении солитонов

$$E_{em} \sim \mathrm{const}/L, \quad L \gg T, \quad E_{em} \sim \mathrm{const}/T, \quad L \ll T. \tag{9}$$

Сравнивая (9) с энергией покоящейся ДГ ($E=8$ в наших обозначениях), заключаем, что лишь относительно небольшая доля энергии импульса затрачивается на создание солитонов, а вся остальная энергия переходит в спиновые волны, причем эффективность возбуждения солитонов в первом случае ($L \gg T$) существенно выше.

4. В рамках развиваемого нами подхода нетрудно учесть влияние диссипации (особенно важной для магнитных систем) на пороговые условия возбуждения МС. В результате условие (7) (или (4)) принимает следующий вид:

$$h_0 > (2\pi H/LT \sin\chi)(1 + \gamma T),$$

где γ — феноменологический параметр диссипативных потерь, выбранных для ЛПФМ в форме Гильберта.

Диссипативные потери не только влияют на порог возбуждения МС, но и меняют характер дальнейшей эволюции нелинейных возбуждений. Так, под действием диссипации МС затухает за время $\sim \gamma^{-1}$. Поскольку наряду с солитонами возбуждаются и спиновые волны, последние будут затруднять наблюдение МС. Для обеспечения стабилизации МС можно использовать параметрическую накачку, приложив на временах $t \geqslant T$ в направлении поля **H** дополнительное переменное поле $H_m \cos\omega t$ с частотой ω, близкой к удвоенной собственной частоте ω_0 [7]. Простой анализ уравнений для параметров солитона позволяет заключить, что при

$$\gamma < H_m < \sqrt{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega/2)^2} \tag{10}$$

солитоны стабилизируются накачкой. Правое неравенство в (10) противоположно условию параметрической неустойчивости спиновых волн. Следовательно, на временах $t \gg \gamma^{-1}$ генерируемые импульсным полем спиновые волны обязательно затухнут, а в области приложения импульсного поля выделятся стабилизированные МС, которые будут давать заметный вклад в низкочастотное поглощение ЛПФМ.

Более полное изложение полученных выше результатов будет представлено в отдельной публикации.

Авторы признательны Б. А. Иванову, А. М. Косевичу, В. Л. Соболевой и Т. К. Соболевой за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

[1] *Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983. 189 с.

[2] *Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н.* Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 7, с. 343—347.

[3] *Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И.* Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 5, с. 199—202.
[4] *Hackenbracht D., Schuster H. G.* Z. Phys. B, 1981, vol. 42, N 1, p. 367—371.
[5] *Любчанский И. Л., Соболев В. Л., Соболева Т. К.* ФНТ, 1987, т. 13, № 10, с. 1061—1066.
[6] *Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П.* Теория солитонов. Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980. 320 с.
[7] *Богдан М. М., Косевич А. М., Манжос И. В.* ФНТ, 1985, т. 12, № 5, с. 991—993.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
6 июля 1988 г.

УДК 538.221 : 534.22

Физика твердого тела, том 31, в. 2. 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

РЕЛАКСАЦИЯ НЕОДНОМЕРНОСТЕЙ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ В ОРТОФЕРРИТЕ ИТТРИЯ

М. В. Четкин, В. В. Лыков, С. В. Гомонов, Ю. Н. Курбатова

При переходе на сверхзвуковые скорости доменная граница (ДГ) слабых ферромагнетиков перестает быть одномерной — на ней появляются лидирующие участки [1]; в однородных образцах и в однородном вдоль доменной границы магнитном поле на ней возникают строго периодические структуры [2]. Период, время развития и релаксации структур

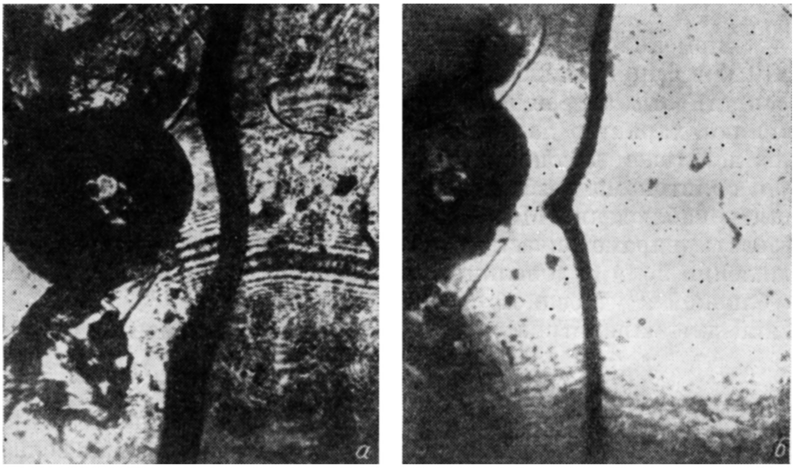


Рис. 1. Двукратная высокоскоростная фотография движущейся доменной границы после ее прохождения области локального ускоряющего (*а*) и замедляющего (*б*) магнитных полей.

зависят от величины внешнего магнитного поля, в котором движется доменная граница. Представляет интерес исследование процессов релаксации непериодических неодномерностей на ДГ при любой скорости ее движения, чему и посвящена данная работа.

Одиночная прямолинейная ДГ в пластинке ортоферрита иттрия толщиной 100 мкм создавалась с помощью внешнего магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца с градиентом 260 Э/см. Эксперимент проводился при комнатной температуре. Движение ДГ происходило под действием управляющего магнитного поля, однозначно определяю-