Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 1, стр. 35 – 38 *5 января 1983 г.*

НЕЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ СЛАБОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ

В.Г.Барьяхтар[1], *Б.А.Иванов*[1], *П.Д.Ким*[2], *А.Л.Сукстанский*[1], *Д.Ч.Хван*[2]

Исследовано вынужденное движение доменной границы (ДГ) в слабых ферромагнетиках под действием немалого высокочастотного поля. Экспериментально реализован нелинейный режим колебания ДГ, при котором максимальная скорость границы может достигать предельной. Предложенная теория позволила описать это движение и определить из данных эксперимента параметры нелинейного движения ДГ.

В последние годы проявляется большой интерес к изучению нелинейной динамики ДГ в различных магнетиках. Наибольшие успехи достигнуты для слабых ферромагнетиков (СФМ), например, редкоземельных ортоферритов. Экспериментальные [1,2] и теоретические [3,4] работы, находящиеся в количественном согласии, позволяют понять основные закономерности равномерного движения ДГ в нелинейной области, т.е. при скоростях движения ДГ, достигающих ее предельного значения.

В настоящей работе изучается нелинейная динамика ДГ под действием внешнего периодического магнитного поля, направленного вдоль оси легкого намагничения СФМ.

1. Теоретическое описание колебания ДГ проведем на основе эффективного уравнения динамики намагниченности СФМ [4,5]. Это уравнение можно записать в виде.

$$\alpha\,\Delta\theta - \frac{\alpha}{c^2}\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} \qquad \beta\sin\theta\cos\theta = \frac{2\,dh}{\delta}\sin\theta + \frac{\lambda}{2g M_0}\frac{\partial\theta}{\partial t} + \frac{4}{g\,\delta\,M_0}\frac{\partial h}{\partial t}\,. \quad (1)$$

---

[1] Донецкий физико-технический институт АН УССР.

[2] Институт физики СО АН СССР им. Киренского.

Здесь θ – угловая переменная для вектора антиферромагнетизма, $h = H(t)/M_0$. Остальные обозначения такие же, как в [4]: M_0 – намагниченность подрешетки, α и δ – константы неоднородного и однородного обмена соответственно, β – эффективная константа анизотропии, d – константа Дзялошинского, λ – параметр затухания Гильберта. Величина $c = gM_0\sqrt{\alpha\delta}/2$ представляет собой предельную скорость ДГ в СФМ и совпадает с фазовой скоростью спиновых волн на линейном участке спектра.

Правая часть уравнения (1) мала в меру малости поля $h(t)$ и константы λ по сравнению с характерными параметрами СФМ (β, d, δ). Ищем решение (1) на основе теории возмущений для солитонов [6]. Считаем, что $\theta = \theta_0(x,t) + \theta_1 + \ldots$, где θ_0 описывает плоскую ДГ, движущуюся со скоростью $V(t)$,

$$\operatorname{tg}\frac{\theta_0}{2} = \exp\left\{\left[x - \int^t d\tau\, V(\tau)\right]\left[1 - \frac{V^2(t)}{c^2}\right]^{-1/2}\right\}. \tag{2}$$

Условие отсутствия секулярных членов в уравнении для $\theta_1(x, t)$ определяет скорость ДГ:

$$\frac{dV}{dt} = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{3/2}\left\{-\frac{g\lambda\delta M_0 V}{8(1 - V^2/c^2)^{1/2}} + \frac{gdc M_0 h(t)}{\sqrt{\beta\delta}} - \frac{\pi c}{2\sqrt{\beta\delta}}\frac{dh(t)}{dt}\right\}. \tag{3}$$

Решение уравнения (3) определяет закон движения ДГ под действием поля. При $H(t) = H\cos\omega t$ получим:

$$V(t) = \frac{\mu H\cos(\omega t + \gamma)}{[1 + (\mu H/c)^2\cos^2(\omega t + \gamma)]^{1/2}}. \tag{4}$$

Здесь γ – сдвиг фазы, $\gamma \to 0$ при $\omega \to 0$. Величина $\mu = \mu(\omega)$ имеет смысл подвижности ДГ при колебательном движении и определяется формулой

$$\mu = \frac{cgd}{\sqrt{\beta\delta}}\left[\frac{1 + \left(\frac{\pi\omega}{gdM_0}\right)^2}{\omega^2 + \omega_r^2}\right]^{1/2} \cong \frac{\mu(0)}{(1 + \omega^2/\omega_r^2)^{1/2}} \qquad \omega_r = \frac{1}{8}\lambda g\,\delta M_0 \tag{5}$$

При записи (5) мы предположили, что $\omega \ll gdM_0 \sim \omega_0$, ω_0 – частота антиферромагнитного резонанса СФМ. Величина μ_0 совпадает с обычным теоретическим значением подвижности ДГ в СФМ при равномерном движении [3,4]: $\mu(0) = (4d/\lambda\delta)\sqrt{\alpha/\beta}$.

Из формулы (4) следует, что движение ДГ описывается гармонической функцией только в слабых полях ($\mu H \ll c$). При увеличении поля амплитуда скорости ДГ V_m определяется формулой

$$V_m = c(\mu H)/\sqrt{c^2 + (\mu H)^2} \tag{6}$$

и при $\mu H \gg c$ стремится к предельному значению скорости ДГ – c. При этом зависимости скорости $V(t)$ (4) и смещения $x(t)$ ДГ от времени существенно отличаются от гармонических (см. рис. 1).

2. Экспериментальное исследование нелинейной динамики ДГ проводилось в иттриевом ортоферрите $YFeO_3$ и борате железа $FeBO_3$ на частотах до 150 МГц. Методика эксперимента и образцы подробно описаны в [7].

В работе измерялась величина $\langle|X(t)|\rangle$ – среднее значение абсолютной величины смещения ДГ. Величина $A_0 = \frac{\pi}{2}\langle|X(t)|\rangle$ в гармоническом режиме равна амплитуде колебания ДГ и простым образом определяет амплитуду скорости ДГ V_m: $V_m = \omega A_0$. Однако можно убедиться, что величина A_0 позволяет определить V_m и в существенно нелинейном режиме. Используя (4), легко получить [1)]

$$\omega A_0 = \frac{c}{2}\int\limits_0^{(V_m/c)} \frac{dz}{z}\ln\left|\frac{1+z}{1-z}\right| \cong \begin{cases} V_m\left[\,1+(V_m/3c)^2\right], & V_m \ll c \\ \dfrac{c\pi^2}{8}+\dfrac{(c-V_m)}{2}\ln\dfrac{(c-V_m)}{2c}, & V_m \to c \end{cases} \tag{7}$$

Формула (7) позволяет определить истинное значение V_m по измеренной величине ωA_0 и построить зависимость $V_m(H, \omega)$. Необходимо отметить, что, фактически, при $\omega A_0 \lesssim c/2$ можно считать $V_m = \omega A_0$. Даже в максимально нелинейном режиме ($V_m \to c$) величина ωA_0 отличается от V_m не более, чем на $(\frac{\pi^2}{8}-1)\,V_m \cong 0{,}23\,V_m$.

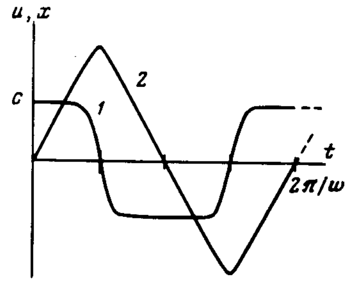

Рис.1

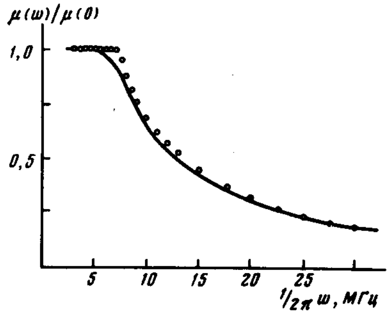

Рис.3

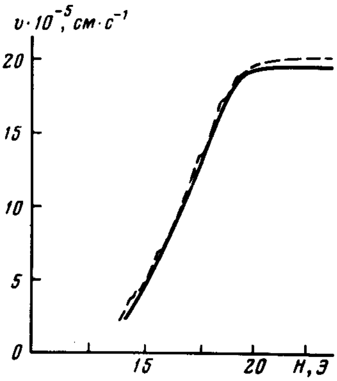

Рис.2

Рис.1. Зависимость $V(t)$ (кривая *1*) и $X(t)$ (кривая *2*) в нелинейном режиме колебаний ДГ.

Рис.2. Экспериментальная зависимость $V_m(H)$ для $YFeO_3$ при частоте поля 150 МГц. Пунктиром изображена зависимость $\omega A_0(H)$

Рис.3. Зависимость подвижности ДГ от частоты поля. Точки – экспериментальные значения, сплошная линия проведена в соответствии с формулой (5). Значения $\mu(\omega)$ даны в относительных единицах, значение $\mu(0)$ равно $3{,}3 \cdot 10^3$ см/с · Э (при комнатной температуре)

Экспериментальная зависимость $V_m(H)$ приведена на рис. 2. Эта зависимость находится в хорошем согласии с формулой (6). Значение предельной скорости ДГ совпадает с измеренным ранее другим методом [1,2].

[1)] Нужно отметить, что хотя связь ωA_0 и V_n (7) получена для конкретного решения в СФМ, она справедлива и для всех других магнетиков, в которых нелинейный режим связан с наличием насыщения скорости, и, следовательно, зависимости $V(t)$ и $X(t)$ соответствуют графикам рис.1.

Представляет интерес изучение взаимодействия движущейся ДГ с различными квазичастицами кристалла (акустическими или оптическими фононами, оптическими или поверхностными магнонами). В соответствии с теоретическими представлениями, взаимодействие ДГ с квазичастицами проявляется как особенность („полочка") на зависимости $V_m(H)$ при значении скорости ДГ, равной фазовой скорости квазичастицы [8,9]. Легко видеть, что экспериментальная кривая $V_m(H)$ содержит ряд особенностей такого типа. Особенности при 4,2 и 7 км/с определяются взаимодействием с поперечным и продольным звуком [1,2,8]. Использованная методика, однако, надежно выявляет еще целый ряд особенностей такого типа (при V_m = 3,6 км/с; V_m = 13,3 км/с и V_m = 16,3 км/с). Это позволяет использовать предложенную методику как методику поиска коллективных возбуждений системы и анализа их взаимодействия с ДГ.

Проведено экспериментальное изучение зависимости подвижности ДГ от частоты. Результаты приведены на рис.3. и находятся в количественном соответствии с формулой (5). Используя соотношение $\mu(\omega_r) = \mu(0)/\sqrt{2}$, можно найти ω_r. Измерение величины $\omega_r = gM_0\lambda\delta/8$ позволяет определить релаксационную постоянную λ независимо от стандартного определения по значению подвижности $\mu(0)$.

Таким образом, высокочастотная нелинейная методика является перспективной для анализа основных вопросов, возникающих при исследовании нелинейной динамики ДГ в магнетиках.

Литература

1. *Четкин М.В., де ла Кампа А.* Письма ЖЭТФ, 1978, **27**, 168.
2. *Четкин М.В., Ахуткина А.И.* ЖЭТФ, 1980, **78**, 761.
3. *Звездин А.К.* Письма ЖЭТФ, 1979, **29**, 605.
4. *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л.* Письма ЖТФ, 1979, **5**, 853; ЖЭТФ, 1980, **78**, 1509.
5. *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* УФН, 1980, **130**, 39.
6. *McLaughlin D.W., Scott A.C.* Appl. Phys. Lett., 1977, **30**, 545; *Карпман В.И., Маслов Е.М.* ЖЭТФ, 1977, **73**, 538.
7. *Ким П.Д., Хван Д.Ч.* ФТТ, 1982, **28**, 2300.
8. *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л.* ЖЭТФ, 1978, **75**, 2183.
9. *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 85.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 ноября 1982 г.