

05.2;12

©1993

ОБ ЭФФЕКТЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО УШИРЕНИЯ ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

А.Н.Матвеев, П.А.Поляков

В экспериментальной работе [1] при импульсном перемагничивании пленок феррито-гранатов (ФГ) в сильных магнитных полях обнаружено новое физическое явление — периодическое уширение движущейся доменной границы (ДГ). В рамках существующих теорий это явление до настоящего времени не получило удовлетворительного объяснения. Целью данной работы является теоретический анализ процесса перемагничивания магнитных пленок при движении ДГ достаточно сильным импульсным магнитным полем и установление возможности периодического уширения ДГ.

Для материалов с большим фактором качества и магнитных полях, не разрушающих структуру ДГ, для описания движения ДГ можно использовать систему уравнений Слобчевского [2], которую для одноосных кристаллов можно представить в виде [3]

$$q_t = \Delta \gamma (F(\varphi) - 2A\varphi_{zz}/M) + \alpha \Delta \varphi_t, \quad (1)$$

$$\varphi_t = \gamma (H_0 + 2Aq_{zz}/M\Delta) - \alpha q_t/\Delta, \quad (2)$$

$$F(\varphi) = 2M \sin 2\varphi - H_Y(z) \cos \varphi/2. \quad (3)$$

Здесь $q=q(t, z)$ — координата середины ДГ, $\Delta = (A/K)^{1/2}$ — эффективная ширина ДГ, $\varphi = \varphi(t, z)$ — азимутальный угол вектора намагниченности M середины ДГ в точке с координатой z в момент времени t , A — обменная константа, K — константа одноосной анизотропии, α — параметр затухания Гильберта, q_t , φ_t , q_{zz} , φ_{zz} — частные производные функции $q(t, z)$, $\varphi(t, z)$ по времени и координате. Координатная ось Z декартовой системы координат направлена перпендикулярно плоскости магнитной пленки, ось Y перпендикулярна плоскости ДГ, плоскость XOY проходит через середину магнитной пленки, толщина которой h . $H_Y(z)$ — магнитостатическое поле в плоскости пленки (поле скрученности).

Если поле смещения H_0 превышает критическое значение, при котором подвижность ДГ перестает быть константой, то вектор намагниченности в ДГ будет осциллировать

[3]. В частности, если H_0 много больше критического поля Уокера $H_w = \alpha 2\pi M$, то спины середины ДГ осциллируют практически с одной и той же частотой приблизительно равной H_0 [3]. Усредняя уравнения (1) и (2), по периоду этих осцилляций получим:

$$q_t = -\Delta\gamma 2A\varphi_{zz}/M + \alpha\Delta\varphi_t, \quad (4)$$

$$\varphi_t = (H_0 + 2Aq_{zz}/\Delta M) - q_t/\Delta. \quad (5)$$

Далее ограничимся рассмотрением материалов с малыми параметрами затухания, для которых в (4) и (5) можно пренебречь слагаемыми, пропорциональными α . Тогда дифференцируя уравнение (4) по времени и заменяя в нем φ_t в соответствии с равенством (5), для $q(t, Z)$ получим

$$q_{tt} + a^2 q_{zzzz} = 0, \quad (6)$$

где $a = 2A/M$.

Уравнение (6) имеет тот же вид, что и уравнение для поперечных колебаний упругого стержня [4]. Решая его методом разделения переменных, полагая $q(t, z) = T(t)Z(z)$, получим

$$Z(z) = A \operatorname{ch}(rz) + B \operatorname{sh}(rz) + C \cos(rz) + D \sin(rz), \quad (7)$$

$$T(t) = K \sin(ar^2 t) + M \cos(ar^2 t), \quad (8)$$

где константы A, B, C, D, K, M и параметр разделения r определяются из начальных и граничных условий. В частности, если на поверхности магнитной пленки отсутствует закрепление спинов, то есть

$$q_z|_{z=\pm h/2} = q_{zz}|_{z=\pm h/2} = 0,$$

то допустимые значения параметра r определяются корнями уравнения

$$\operatorname{ch}(p) \cos(p) = 1, \quad (9)$$

где $p = rh$.

Трансцендентное уравнение (9) имеет бесконечное множество корней, равных: $p_0 = 0, p_1 = 4.730, p_2 = 7.853$ и т.д. Соответствующие этим значениям решения (7), (8) представляют собой набор различных собственных изгибных колебаний, периоды которых соответственно равны: $T_n = h^2 M / \gamma A p_n^2$.

Рассмотрим данную теорию применительно к условиям эксперимента [1]. В этом случае параметры образца равны

$$4M = 72 \text{ Гс}, \quad K = 15800 \text{ эрг/см}^3, \quad A = 2.1 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см},$$

$$h = 7.3 \text{ мкм}, \quad H_0 = 2900 \text{ э}, \quad \alpha = 0.005.$$

Отсюда для критического поля Уокера находим $H_w = 2M = 0.18 \text{ э}$, которое на четыре порядка меньше импульсного поля перемангничивания. Таким образом, условия применимости рассмотренной теории справедливы. Предполагая далее, что периодическое уширение ДГ связано с возбуждением первой колебательной моды, для периода осцилляций ДГ получим $T_1 = 0.57 \text{ мкс}$, что находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами [1].

Список литературы

- [1] Балбашов А.М., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А., Шабеева Е.П. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 4. С. 231–235.
- [2] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [3] Антонов Л.И., Жукарев А.С., Матвеев А.Н., Поляков П.А. // ФММ. 1987. Т. 64. В. 5. С. 873–878.
- [4] Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 735 с.

Московский государственный
университет им. М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
11 августа 1993 г.

