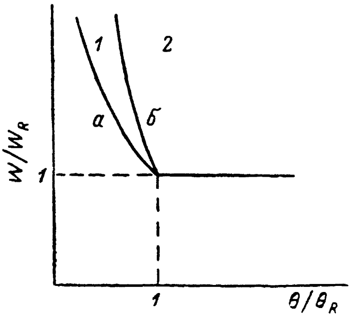
нения неравновесных фононов становятся порядка единицы. При этом процессы слияния фононов становятся столь же вероятными, как и распад. Формируется горячее фононное пятно, а устанавливаемая в нем температура определяется из условия
$n(\omega_T)=1,\ T=\hbar\omega_T/a$.

Результаты расчета можно представить в виде графика (см. рисунок). В области *1* температура устанавливается после окончания накачки до диффузионного расширения возбужденной области в момент времени, удовлетворяющий неравенству $\theta < t_0 < \theta_R$. Температура горячего пятна равна $T=T_R(W\theta/W_R\theta_R)^{1/4}$, $T_R=\hbar\omega_R/a$, где $W_R=d\varepsilon(T_R)/\theta_R$, $\varepsilon(T)$ — плотность энергии планковского распределения. Значение частоты ω_R можно получить из вы-



Область *1* ограничена кривыми $W/W_R=(\theta/\theta_R)^{-1}$ (*а*) и $W/W_R=(\theta/\theta_R)^{-9/5}$ (*б*). Температура устанавливается после окончания действия светового импульса. Область *2* ограничена кривой (*б*) и прямой $W/W_R=1$. Температура устанавливается до окончания действия светового импульса.

ражений (2), (4): $\omega_R=\omega_D\,[l(\omega_D)/R]^{2/9}$, $l(\omega_D)=v/\omega_D(3\gamma\gamma_i)^{1/3}$. В области *2* температура устанавливается до окончания накачки $t_0<\theta$, θ_R $T=T_R(W/W_R)^{1/9}$.

Полученные результаты верны в том случае, если условия (1) и (3) выполняются для любой актуальной частоты ω, вплоть до значений ω_T. Как было показано в работе [3], условие $d > v\tau^*(\omega_T)$ определяет при формировании горячего пятна один из режимов теплопереноса, при котором пространственный перенос энергии осуществляется подтепловыми фононами.

С момента времени, когда плотность энергии начинает существенно падать из-за пространственного расширения горячего пятна, температура будет уменьшаться до значения T_K, при котором длина свободного пробега станет порядка размеров горячего пятна. Затем планковское распределение разрушается и фононы распространяются независимо, имея среднюю частоту $\omega_K\sim T_K/\hbar$. Температура T_K определяется равенством $E/\pi l^2\left(\omega_{T_K}\right)=d\varepsilon(T_K)$.

Список литературы

[1] Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 6. С. 2228—2243.
[2] Kazakovtsev D. V., Levinson I. B. // Phys. St. Sol. (b). 1979. V. 96. N 1. P. 117—127.
[3] Гусейнов Н. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3448—3454.

Институт физики АН АзССР
Баку

Поступило в Редакцию
13 июля 1989 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1989 г.

УДК 538.221

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

СКОРОСТЬ НАСЫЩЕНИЯ СКРУЧЕННОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В МОДЕЛИ СЛОНЧЕВСКОГО

Е. Е. Котова, В. М. Четвериков

К настоящему времени практически для всех ЦМД материалов экспериментально обнаружено явление насыщения скорости ДГ, т. е. независимость скорости от поля смещения H_z при значениях, превышающих некоторое критическое значение [1, 2]. В работе [3] приведены интересные экспериментальные результаты, свидетельствующие о том, что в широком диапазоне параметров ЦМД пленки (фактор качества Q, толщина пленки h, постоянная затухания α) безразмерная скорость насыщения v_s зависит только от одного параметра α, причем эта зависимость линейная.

Различные упрощенные теоретические модели, базирующиеся на системе уравнений Слончевского, приводили к разным, не зависящим от α, скоростям насыщения ДГ [1, 4]. В данной работе обсуждаются результаты численного анализа уравнений Слончевского. Оказывается, что эта модель в некоторой области параметров Q, h, α приводит к однозначному определению скорости насыщения, зависящей от α. При этом режим насыщения скорости соответствует состоянию детерминированного хаоса [5], что никак не отражалось в упрощенных моделях. По-видимому, впервые

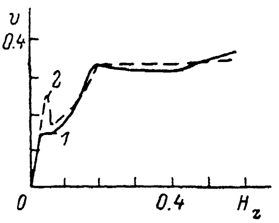


Рис. 1. Зависимость скорости от H_z при $\varepsilon=0.1$, $\alpha=0.2$, $h=4$, $H_x=0$ (1) и 0.08 (2).

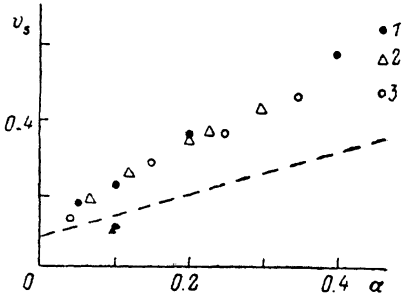


Рис. 2. Зависимость скорости насыщения от α.
ε, h: 1 — 0.1, 4; 2 — 0.1, 8; 3 — 0.03, 4.

на возможность хаотического поведения плоской ДГ (в уравнениях Слончевского отсутствуют пространственные производные и поле размагничивания, определяющее скрученность ДГ) в градиентном поле и в переменном поле смещения было обращено внимание в работе [6].

В данной работе рассматривается система уравнений, описывающая почти плоскую ДГ $y=q(z, t)$ в ферромагнитной пленке, заполняющей слой $z \in [0, h]$. В безразмерных переменных эта система и граничные условия имеют вид [7]

$$\alpha\dot{q}+\varepsilon\dot{\varphi}=\frac{1}{2}q_{zz}+H_z,$$

$$-\dot{q}+\alpha\varepsilon\dot{\varphi}=\frac{\varepsilon}{2}\varphi_{zz}-\frac{1}{2}\sin 2\varphi-\frac{\pi}{2}H_x\sin\varphi+\frac{\pi}{2}H_y(z)\cos\varphi, \qquad (1)$$

$$q_z|_{z=0}=q_z|_{z=h}=G_z|_{z=0}=G_z|_{z=h}=0.$$

Здесь $q(z, t)$ и z нормированы на характеристическую длину; $\varphi(z, t)$ — азимутальный угол намагниченности в центре ДГ; $\varepsilon=(2Q)^{-1}$ — малый параметр; t — время, нормированное на $(4\pi M\gamma)^{-1}\cdot 2Q$, где M — намагниченность насыщения, а γ — гиромагнитное отношение; H_x, H_z — компоненты внешнего магнитного поля, а $H_y(z)$ — компонента нелокального размагничивающего поля, вызванного поверхностным распределением магнитных зарядов и обусловливающая так называемую скрученность ДГ. Магнитное поле нормировано на $4\pi M$,

$$H_y(z)=\frac{1}{\pi}\ln\frac{z+0.4\varepsilon}{h-z+0.4\varepsilon}. \qquad (2)$$

Обозначим через $\bar{q}$ и $\bar{\varphi}$ усредненные по толщине пленки значения q и φ. Будем называть скоростью ДГ v среднее по времени значение $\dot{\bar{q}}$, а сглаженной мгновенной скоростью — величину $v_i(t)=(\bar{q}(t+5\tau)-\bar{q}(t-5\tau))/10\tau$, где τ — шаг по времени в использованной разностной схеме. Как видно из рис. 1, можно выделить три характерные области значений H_z: 1) область $0 < H_z < H_1$, в которой ДГ движется стационарно, $\dot{\varphi}=0$, $\dot{q}=H_z/\alpha$; 2) область насыщения $H_2 < H_z < H_3$, где $v=v_s$; 3) находящуюся между ними переходную область $H_1 < H_z < H_2$, в которой $\dot{q}$ меняется периодически.

Сравнение скоростей насыщения v_s в области $\alpha \leqslant 0.4$ при различных ε и h (рис. 2) показывает, что v_s линейно зависит от α, но практически не зависит от ε и h. На рис. 2 (штрихи) приведена также зависимость $v_s(\alpha)$ в соответствии с эмпирической формулой $v_s=(4\pi)^{-1}(1+6.9\alpha)$ работы [3], полученной на основании анализа различных экспериментов.

Такое уменьшение числа значащих параметров в области насыщения скорости является следствием качественно иной динамики. Периодическое во времени изменение функций $\dot{q}$ и $\dot{\varphi}$ при $H_1 < H_z < H_2$ сменяется детерминированным хаосом при $H_2 < H_z < H_3$. Об этом свидетельствует наблюдение за $\dot{q}$ и $\dot{\varphi}$ (поскольку из первого уравнения (1) следует линейная связь между $\dot{q}$ и $\dot{\varphi}$, то можно ограничиться одной из них, например $\dot{q}$). На рис. 3 приведены графики сглаженной мгновенной скорости $v_i(t)$. Кривая *1* соответствует $H_z=0.16 < H_2$. Налицо периодическое движение с ярко выраженным дискретным спектром, содержащим несколько гармоник, и неубывающей корреляционной функцией. Кривая *2* соответствует области насыщения $H_z=0.50 > H_2$. Корреляционная функция для $v_i(t)$ в этой области быстро убывает, спектр значительно шире, чем для кривой *1*, амплитуды многих гармоник оказываются сравнимыми между собой. Динамика $v_i(t)$ имеет непериодический характер, а отображение последовательных максимумов M_n функции $v_i(t)$ на плоскость (M_n, M_{n+1}) не ложится ни на какую одномерную кривую. Это указывает на то, что структура аттрактора в области насыщения не описывается одномерным отображением Пуанкаре. Похожая картина отображения максимумов реализуется в некоторой области параметров для комплексного уравнения Гинзбурга—Ландау [8]. Приведенные выше результаты остаются принципиально неизменными при использовании вместо (2) выражения для $H_y(z)$, применяемого в работе [9], продолжающей исследования Мак-Нила и Хамфри [10].

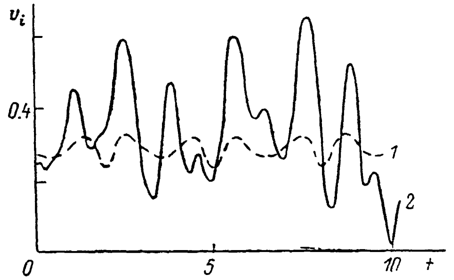


Рис. 3. Зависимость $v_i(t)$ при $H_z=0.16$ (*1*) и 0.50 (*2*). $\varepsilon=0.1$, $h=4$.

При $\varepsilon=0.1$, $h=4$ для значений $\alpha \geqslant 0.5$ эффекта насыщения не наблюдается и скорость продолжает нарастать с увеличением H_z.

Подчеркнем, что выход скорости на насыщение в нашем случае не связан ни с каким новым механизмом взаимодействия ДГ (со спиновыми и упругими волнами, дислокациями и т. п.), а определяется лишь качественно иной динамикой ДГ, носящей условное название детерминированный хаос.

К сожалению, ограниченность рассмотренных пространственно-одномерных уравнений Слончевского не позволяет численно проанализировать наблюдаемые в последнее время диссипативные структуры на ДГ [11–14].

Авторы пользуются случаем выразить благодарность Э. Б. Сонину, В. А. Бокову, В. В. Волкову за плодотворную дискуссию.

Список литературы

[1] Балбашов А. М., Лисовский Ф. В., Раев В. К. и др. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / Под ред. Н. Н. Евтихиева, Б. Н. Наумова. М., 1987. 488 с.

[2] Четкин М. В., Смирнов В. Б., Попков А. Ф., Парыгина И. В., Звездин А. К., Гомонов С. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 164—172.

[3] Волков В. В., Боков В. А., Карпович В. И. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 8. С. 2318—2324.
[4] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные спинки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982. 382 с.
[5] Шустер Г. Детерминированный хаос: Введение. М., 1988. 240 с.
[6] Звездин А. К., Кулагин Н. Е., Редько В. Г. // ФММ. 1978. Т. 45. № 3. С. 497—506.
[7] Маслов В. П., Четвериков В. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 8. С. 270—280.
[8] Ахромеева Т. С., Курдюмов С. П., Малинецкий Г. Г., Самарский А. А. // Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Новейшие достижения. М., 1987. Т. 28. С. 207—313.
[9] Антонов Л. И., Жукарев А. С., Матвеев А. Н., Поляков П. А. // ФММ. 1987. Т. 64. № 5. С. 873—878.
[10] McNeal B., Humphrey F. // IEEE Trans. Magn. 1979. V. 15. N 5. P. 1272—1284.
[11] Suzuki T., Gal L., Mackawa S. // Jpn. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 4. P. 627—637.
[12] Kleparski V. G., Pinter I., Zimmer C. J. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. N 6. P. 2775—2777.
[13] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 6. С. 1237—1238.
[14] Четкин М. В., Звездин А. К., Годецкий С. Н., Гомонов С. В., Смирнов В. Г., Кубатов Ю. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 269—279.

Московский
институт электронного машиностроения
Москва

Поступило в Редакцию
17 июля 1989 г.
В окончательной редакции
28 ноября 1989 г.