

# Конечное „время жизни“ спиральных доменов в ангерном состоянии многодоменных магнитных пленок

© Г.С. Кандаурова, Л.Н. Картагулов, В.Н. Мальцев

Уральский государственный университет им. А.М. Горького,  
620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: vladimir.maltsev@usu.ru

(Поступила в Редакцию 26 августа 2003 г.)

В рамках диссипативной модели теоретически оценено конечное „время жизни“  $T_g$  динамического спирального домена в ангерном состоянии пленки с перпендикулярной анизотропией. Исследована зависимость этого времени от частоты внешнего магнитного поля, изменяющегося по гармоническому закону.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке научных программ «Фундаментальные исследования в области естественных наук» и «Университеты России» гранта РФФИ-Урал и гранта N REC-005 Фонда гражданских исследований и развития для независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF).

Как уже сообщалось ранее [1], в пленках ферритов-гранатов с перпендикулярной анизотропией, помещенных в переменное магнитное поле, доменная структура переходит в возбужденное состояние, названное ангерным. В этом состоянии наблюдаются устойчивые упорядоченные динамические доменные структуры различного типа [2]. Так, при определенных параметрах переменного поля (амплитуде поля и частоте) в пленке образуются динамические спиральные домены (СД). Как и все упорядоченные динамические доменные структуры, структура типа СД характеризуется амплитудно-частотной областью своего существования, т.е. теми интервалами амплитуд и частот поля, в которых она образуется. Однако каждый СД существует в течение конечного времени, после чего он разрушается и исчезает [1,2]. Продолжительность существования СД определяется его „временем жизни“  $T_g$ , которое зависит от параметров переменного поля [1]. Пока еще не установлены причины, по которым СД имеет конечное время жизни и ограниченную амплитудно-частотную область существования. В настоящее время ведется работа по теоретическому описанию упорядоченных динамических доменных структур. Недавно в рамках так называемой диссипативной модели для СД получена зависимость верхней амплитудной границы области существования СД от частоты поля [3]. Кроме того, было показано, что с увеличением амплитуды СД становится менее устойчивым, тогда как с увеличением частоты его устойчивость возрастает. Однако в этой модели отдельный СД существует бесконечно долго, если он находится в области динамической устойчивости, а это противоречит экспериментальным наблюдениям. Следовательно, необходимо дополнить теорию таким образом, чтобы время жизни отдельного СД было конечным.

## 1. Описание модели

Для описания динамики СД используется феноменологическая диссипативная модель, предложенная в [3]. В этой модели изолированный СД рассматривается

как полосовой домен, свернутый в виде архимедовой спирали. Толщина доменных границ полагается равной нулю, а энергия доменной границы определяется через поверхностную плотность граничной энергии  $\sigma$ . Предполагается, что шаг спирали  $p$  и ширина полосового домена, из которого скручена спираль, постоянны. Размер СД характеризуется его внешним радиусом  $R$ , причем изменение радиуса происходит за счет движения головки внешнего витка СД (наматывание и сматывание спирали). Вся энергия переменного гармонического поля рассеивается в пленке за счет трения, которое испытывает головка внешнего витка во время движения. Зависимости радиуса СД от времени при различных параметрах переменного поля находились из численных решений динамического уравнения [3]

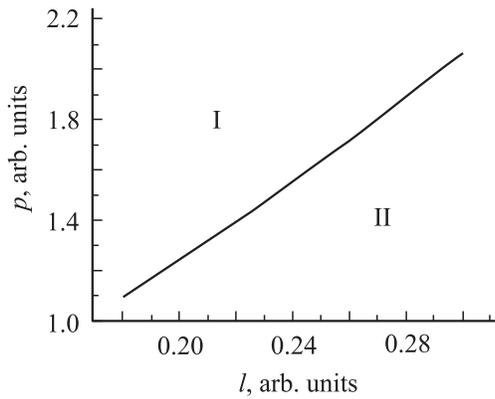
$$k^* \frac{dR}{dt} = -\frac{d}{dR}(E_m + E_w + E_H). \quad (1)$$

Здесь  $k^* = k(1 + (R/p)^2)$  — коэффициент трения головки внешнего витка,  $E_m$  — магнитостатическая,  $E_w$  — граничная, а  $E_H$  — зеемановская энергия СД. Приближение для уравнения (1) можно записать в общем виде

$$k^* \frac{dR(t)}{dt} = -(A \sin t + B)R(t) + C,$$

где  $A$ ,  $B$  и  $C$  — коэффициенты, зависящие от ширины полосового домена в витках СД, амплитуды и частоты поля. Коэффициент  $C$ , кроме того, пропорционален плотности граничной энергии  $\sigma$ . Таким образом, динамическое поведение СД будет зависеть от величины этих коэффициентов.

При теоретическом изучении статических свойств СД установлено, что можно выделить две области его устойчивости в отсутствие поля (рис. 1), которые определяются шагом спирали  $p$  и приведенной характеристической длиной пленки  $l = \sigma/2\pi M^2 h$ , где  $h$  — толщина пленки,  $M$  — намагниченность. Верхняя область (I) соответствует случаю, когда СД в отсутствие поля имеет бесконечный радиус; СД из нижней области (II) обладает конечным радиусом. Как показал расчет [3], в



**Рис. 1.** Области динамической устойчивости спиральных доменов.

переменном поле величина радиуса СД  $R$  осциллирует около равновесного значения, если амплитуда и частота поля соответствуют области существования СД. При этом СД из области II оказываются менее устойчивыми, так как они имеют конечный равновесный радиус  $R_0$ , и при большой амплитуде осцилляций радиуса, которая зависит от амплитуды и частоты поля, спираль может исчезнуть.

Для оправдания конечного времени жизни спирали может быть предложено несколько вариантов. Например, со временем могут изменяться параметры  $p$  и  $l$ , т.е. плотность граничной энергии  $\sigma$ , таким образом, что СД переходит из области I в область меньшей устойчивости II (рис. 1). Это можно реализовать тремя способами: 1) при фиксированном  $p$  со временем увеличивается плотность граничной энергии (параметр  $l$  на рис. 1), например за счет образования различного рода дефектов в доменной границе; 2) при постоянной  $l$  уменьшается шаг спирали  $p$ ; 3) комбинация первых двух способов. Кроме того, можно предположить, что потеря устойчивости спирали вызвана увеличением влияния внешнего доменного окружения при достижении ею определенного размера.

В данной работе предполагается, что со временем происходит увеличение плотности граничной энергии (а значит, и характеристической длины) при неизменном шаге СД. Поэтому в уравнение (1) длина  $l$  входит как функция времени. Зависимости радиуса СД от времени  $R(t)$  находились из численных решений уравнения (1). При этом рассматривались как монотонные функции  $l(t)$ , так и функции, изменяющиеся со временем скачкообразно и хаотично. Для последних функций величина скачка была ограничена, а время, спустя которое он происходил, изменялось случайным образом.

## 2. Результаты расчетов и их обсуждение

Расчет показал, что при монотонном увеличении  $l$ , радиус спирали  $R$  уменьшается. Так, для примера на рис. 2 приведена зависимость среднего за период внешнего

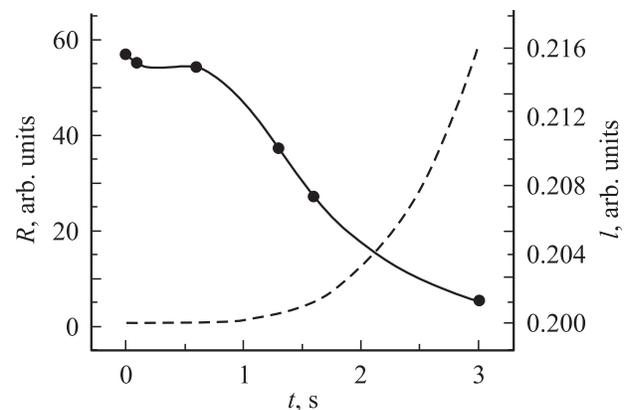
поля радиуса спирали от времени в том случае, если закон изменения характеристической длины  $l$  выглядит следующим образом:

$$l = l_0(1 + at^4), \quad (2)$$

где  $l_0 = 0.2$ ,  $a = 0.001$ . Как видно из этого рисунка, в некоторый момент времени  $T_g$  радиус СД становится равным нулю. Таким образом, введением в модель зависимости плотности граничной энергии от времени можно получить конечное время жизни СД. Его появление связано с зависимостью радиуса  $R_0$  от  $l$  [3]: с ростом  $l$  радиус  $R_0$  уменьшается, и при совпадении амплитуды осцилляций  $R$  с  $R_0$  происходит исчезновение СД. По этой же причине уменьшение коэффициента  $a$  при неизменных параметрах переменного поля приводит к увеличению времени жизни спирали.

Расчет, проведенный для функции (2), показал, что время  $T_g$  зависит от частоты внешнего поля. На рис. 3, а показано, как изменяется время  $T_g$  с частотой при постоянных значениях амплитуды поля и коэффициента  $a$ . Объяснить монотонный рост  $T_g$  с увеличением частоты в данной модели можно следующим образом: поскольку исчезновение СД происходит при равенстве амплитуды осцилляций радиуса СД и величины равновесного радиуса  $R_0$ , а увеличение частоты внешнего поля приводит к уменьшению амплитуды осцилляций радиуса  $R$  спирали [3], значение  $R_0$ , при котором динамический СД исчезает, также уменьшается с ростом частоты. Однако чем меньше  $R_0$ , тем больше требуется времени, чтобы его достичь при фиксированном значении коэффициента  $a$  в (2).

Однако наблюдалась и немонотонная зависимость  $T_g$  от частоты [1]. Отличие экспериментальной и теоретической зависимостей свидетельствует о том, что конечное время жизни СД связано не только с изменением плотности граничной энергии со временем. Поэтому в модели наряду с временной зависимостью граничной энергии необходимо учесть изменение с частотой и других параметров СД. В [3] было показано, что с

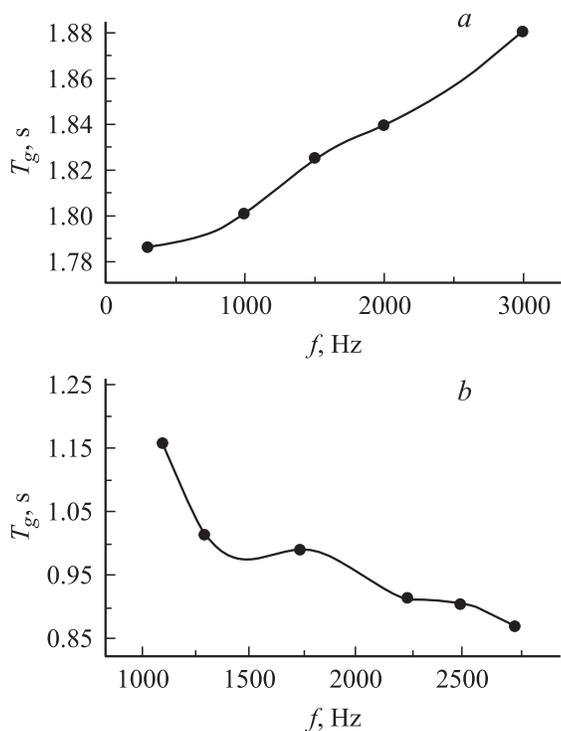


**Рис. 2.** Изменение внешнего радиуса спирали  $R$ , приведенного к толщине пленки (сплошная кривая), и приведенной характеристической длины  $l$  (штриховая кривая) со временем.

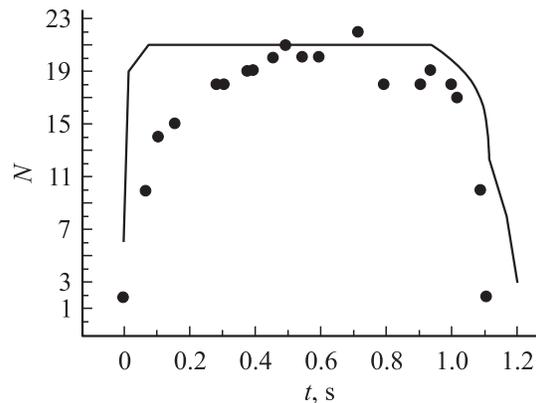
увеличением частоты поля шаг спирали уменьшается, но это означает, что и равновесный радиус  $R_0$  становится меньше. Таким образом,  $R_0$  убывает не только из-за роста  $l$ , но и из-за уменьшения шага спирали. На рис. 3, *b* показано, как изменяется время жизни с увеличением частоты, если в модели учесть также частотную зависимость  $p$ . Видно, что время жизни СД уменьшается.

Расчеты, проведенные для случая хаотического изменения плотности граничной энергии, не показали каких-либо принципиальных отличий от случая монотонного изменения граничной энергии. Было установлено, что увеличение  $l$  приводит к уменьшению радиуса спирали, а с уменьшением  $l$  радиус растет, т.е. размер спирали меняется в соответствии с изменением плотности граничной энергии.

Опыт показывает [4], что при возникновении и формировании динамического СД число его витков растет. Затем (в течение  $T_g$ ) количество витков изменяется случайным образом, сохраняя некоторое среднее значение  $N$ . После чего число витков резко уменьшается и СД исчезает. Поскольку нам неизвестна истинная зависимость  $\sigma$  и  $l$  от времени, можно попытаться подобрать ее таким образом, чтобы в расчете получилось не только время жизни, но и зависимость  $N(t)$ , подобная полученной экспериментально. Изменение числа витков одного СД, окруженного неупорядоченной динамической доменной структурой, за время его жизни приведено в [4] для феррит-гранатовой пленки толщиной  $9.5 \mu\text{m}$  при  $l_0 = 2.17 \mu\text{m}$ , амплитуде переменного поля  $H_0 = 0.33$  (в единицах  $4\pi M_s$ ) и частоте  $\nu = 2.56 \text{ kHz}$ . Время жизни



**Рис. 3.** Зависимость времени жизни СД от частоты переменного магнитного поля без учета (*a*) и с учетом (*b*) частотной зависимости шага спирали  $p$ .



**Рис. 4.** Изменение числа витков в СД со временем для заданной зависимости  $l(t)$ . Точки — экспериментальные значения [4].

спирали в [4] равно 1.2 s. Подобную зависимость числа витков в СД от времени можно получить, если взять, например, функцию  $l(t) = 0.22(1 + 0.001t^{30})$ . На рис. 4 точками показаны экспериментальные данные, а сплошной кривой — результаты расчета, проведенного для указанной зависимости  $l(t)$  при параметрах пленки и переменного поля, использовавшихся в эксперименте. Кроме того, при расчете предполагалось, что имеется постоянное поле подмагничивания  $H_b = 0.45$  (в относительных единицах).

Видно, что результаты расчета неплохо согласуются с экспериментальными данными. Однако для этого в расчеты пришлось ввести постоянное поле, которого в эксперименте не было. Дело в том, что в теоретической модели рассматривается изолированный СД, тогда как реально на СД действует неупорядоченное доменное окружение. Возможно, постоянное магнитное поле, потребовавшееся в расчете, моделирует в какой-то степени это воздействие.

Таким образом, в данной работе впервые теоретически получено конечное время жизни динамической доменной структуры типа СД. Как показали расчеты, возможной причиной конечного времени существования СД может быть увеличение плотности граничной энергии со временем. Не исключено, что конечное время жизни СД в гораздо большей степени зависит от других факторов, указанных выше. Так что для окончательного выяснения причин ограниченного времени жизни СД необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

## Список литературы

- [1] Г.С. Кандаурова, А.Э. Свицерский. ЖЭТФ **97**, 4, 1218 (1990).
- [2] Г.С. Кандаурова. УФН **172**, 10, 1165 (2002).
- [3] В.Н. Мальцев, Г.С. Кандаурова, Л.Н. Картагулов. ФТТ **45**, 4, 658 (2003).
- [4] Г.С. Кандаурова, А.А. Русинов, В.Х. Осадченко. ДАН, в печати (2003).