ПОДОБИЕ В СТРУКТУРЕ СКРУЧЕННОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

Г. Е. Ходенков

На основании соотношений подобия, примененных к анализу результатов независимых численных расчетов, определены значения скорости и постоянного магнитного поля, при которых происходит образование первой горизонтальной блоховской линии в структуре скрученной доменной границы. В обоих случаях, относящихся к достаточно толстым пленкам, изменение структуры границы описывается уравнением Пенлеве второго рода, известным применениями в других областях физики. Делается качественное заключение о слабой зависимости пиковой скорости границы, отвечающей окончанию стационарного движения, от толщины пленки.

Зависимость скорости ДГ от внешнего магнитного поля — основная динамическая характеристика, требуемая в разработках твердотельных магнитных доменных устройств. К сожалению, эта теоретическая задача в важном прикладном случае пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией, когда ДГ являются скрученными, остается почти двадцать лет незакрытой. Сказанное относится и к наиболее простому, стационарному, режиму движения скрученной ДГ с постоянной скоростью и неизменной структурой, который существует при достаточно малых скоростях. Во-первых, отсутствует надежная оценка скорости СДГ $\dot{q}_n$, при которой в ее структуре формируется первая горизонтальная блоховская линия (ГБЛ). Во-вторых, существующая оценка скорости окончания стационарного движения $\dot{q}_p$ от толщины пленки h — пиковой скорости Слончевского — не согласуется с экспериментом [1].

Большинство работ на указанную тему носит сугубо численный характер, но среди них тщательностью и полнотой выделяется статья Хуберта [2]. Ниже к анализу результатов [2] применяются соотношения подобия и определяется величина $\dot{q}_n$. Оказывается, что аналогичные соотношения применимы и к статическому перемагничиванию СДГ слабым продольным магнитным полем. Здесь определено смещение петли гистерезиса, экспериментально исследовавшееся в [3]. Оба процесса описываются уравнением Пенлеве второго рода, а их пороги оказываются связанными. Дополнительно проводится исследование, которое показывает, что пиковая скорость СДГ слабо зависит от толщины пленки.

В пленке толщины h рассматривается изолированная 180° СДГ в плоскости xz с намагниченностями $M_z(y=\pm\infty)=\pm M$ слева и справа от нее. Нормаль к плоскости пленки xy направлена по оси z и коллинеарна с осью легкого намагничивания. В стационарном режиме для описания структуры ДГ достаточно уравнения Слончевского для азимутального угла $\psi(z)$ вектора намагниченности в ее центре

$$\dot{q}/2-\tilde{H}_x\sin\psi=-\varepsilon^2\psi''+\cos\psi\,[\sin\psi-H(z)] \tag{1}$$

с граничными условиями $\psi'(z=\pm1)=0$ на поверхностях пленки. Уравнение (1) безразмерно: $-1\leqslant z\rightarrow 2z/h\leqslant 1$ — координата вдоль нормали к пленке; $\dot{q}\rightarrow\dot{q}/\dot{q}_w$ — скорость ДГ, выраженная в единицах скорости Уокера $\dot{q}_w$; $\tilde{H}_x\rightarrow H_x/8M$ — продольное магнитное поле; $H(z)=\operatorname{Arth} z$ — размагничивающее поле, ведущее к скрученности ДГ. Малость отношения $\varepsilon=2\Lambda/h\ll 1$ (Λ — параметр ширины блоховской линии) — основное приближение настоящей работы, включающее в себя наиболее интересные прикладные случаи. Если $\varepsilon \lesssim 1$, то динамика СДГ близка к динамике одномерной блоховской ДГ. Переход на одномерный режим начинается уже с $h/\Lambda \approx 11$ ($\varepsilon = 0.18$), как численно показано в [2]. Здесь наряду с возмущением, локализованным на критической линии, появляется возмущение и вблизи ближайшей к ней поверхности пленки. Скорость ДГ в стационарном режиме линейна по внешнему полю H_z: $\dot{q} = \mu H_z$, где μ — обычная низкополевая подвижность одномерной блоховской ДГ.

Обратимся сначала к процессу образования ГБЛ, когда исходная СДГ с $\psi(z=0)=0$ движется стационарно со скоростью $\dot{q} > 0$ ($H_x = 0$). Решения (1) состоят из разделенных ветвей, отличающихся числами ГБЛ [1, 2]. Интерес представляет переход с нижней ветви на более высокую ветвь, содержащую одну ГБЛ. Отметим, что переход сопровождается гистерезисом, так как ветви частично перекрываются по скорости ДГ $\dot{q}$. В толстых пленках $\varepsilon < 0.18$ динамическому возмущению наиболее подвержена часть структуры СДГ вблизи верхней критической линии $\psi(z_0) = \pi/2$, $z_0 = \text{th}\, 1$. Разлагая (1) вблизи z_0 с учетом $\psi = \pi/2 + \delta\psi$ и $H(z) \approx 1 + \text{ch}^2 1 \cdot (z - z_0)$, после введения новых переменных

$$z \to \frac{\text{ch}^{2/3} 1}{\varepsilon^{2/3}}(z - z_0), \quad w \to \frac{\delta\psi}{2\,\text{ch}^{2/3} 1 \cdot \varepsilon^{1/2}} \tag{2}$$

приходим к уравнению Пенлеве второго рода P_{II}

$$w'' - zw - 2w^3 = \alpha, \tag{3}$$

где $\alpha = -\dot{\bar{q}}/(4\varepsilon\,\text{ch}^2 1)$, $\text{ch}^2 1 = 2.37$, известным применениями в других областях физики. При выводе был опущен малый член $zw^3 \sim \varepsilon^{2/3}$. Впервые масштабное преобразование (2), но с другими значениями констант было введено в [4], где, однако, оценки были проведены лишь по порядку величины.

Граничные условия к (3): $w(z \to \infty) = \alpha/z$, тогда как $w(z \to -\infty)$ выходит на отрицательное решение алгебраического уравнения $2w^3 + zw + \alpha = 0$. Задача состоит в том, чтобы определить критическое значение константы $\alpha = \alpha_n$, при котором непрерывное решение (3) исчезает и которое определяет критическую скорость зарождения ГБЛ $\dot{q}_n$. Из теории P_{II} [5] следует, что при достаточно малых $\dot{q}$ существует единственное непрерывное решение, удовлетворяющее сформулированным граничным условиям. Однако уже при $|\alpha| = 1$, как показывает рекуррентное соотношение по α между решениями P_{II}

$$w(z, \alpha+1) = -w(z, \alpha) - (2\alpha+1)\Big/\left[2w^2(z, \alpha) + z + 2\frac{dw(z, \alpha)}{dz}\right], \tag{4}$$

искомое решение терпит разрыв. Таким образом, имеем строгое неравенство $|\alpha_n| < 1$. Действительно, исходное решение $w(z, 0)$ с граничными условиями

$$w(z \to \infty) = -\text{Ai}(z) \text{ и } w(z \to -\infty) = -\sqrt{\frac{-z}{2}} + \frac{1}{64}\left(\frac{-z}{2}\right)^{5/2}$$

приводит к полюсному поведению $w(z, 1)$.

Значение константы α_n определим, обратившись к рис. 9, *а*, *б* работы [2], на котором показана не приведенная к переменным (2) зависимость средних по толщине пленки значений $\psi(z)$ от $\dot{\bar{q}}$ (рис. 9, *а* воспроизводится в [1] — рис. 17.1). В случае «*а*» $\varepsilon = 1/20$ и нижняя ветвь обрывается при $\dot{\bar{q}}_n \simeq 0.18$; в случае «*б*» $\varepsilon = 1/10$ и $\dot{\bar{q}}_n \approx 0.32$. Значения $\dot{\bar{q}}_n$ значительно различаются. Значение безразмерной константы перехода $|\alpha_n| = \dot{\bar{q}}_n/(4\varepsilon\,\text{ch}^2 1) = 0.38 \div 0.34$. Отсюда скорость изолированной СДГ, при которой образуется первая ГБЛ

$$\dot{q}_n = 6.8\,(\Lambda/h)\,\dot{q}_w. \tag{5}$$

Другие подходящие результаты [2] на рис. 5 относятся уже к СДГ в системе полосовых доменов, и они, как и должно, приводят к оценке, несколько превышающей (5). Более строгая теория [6], основанная на уравнениях Ландау—Лифшица, показывает, что в области $z=z_0$ имеются аддитивные вклады, малые при больших значениях фактора качества пленки, которые не учитываются в (1) и (3).

По достижении $\dot{q}_n$ структура ДГ испытывает нестационарный эпизод и с ростом скорости переходит на более высокую устойчивую ветвь решения (1), которая уже не описывается (3), так как условие $\delta\psi \ll 1$ перестает выполняться. Отметим, что обратный переход (с понижением скорости) имеет место при $\dot{q} < \dot{q}_n$ [2], но гистерезис в зависимости $\dot{q}=\dot{q}\,(H_z)$ мал. От структуры ДГ в выражении для подвижности зависит только параметр ширины ДГ, но эта зависимость слабая при сильной одноосной анизотропии.

В области $\dot{q} > \dot{q}_n$ образовавшаяся ГБЛ смещается к поверхности пленки $z=-1$, где и формируется 360° ГБЛ $-\pi/2 \leqslant \psi \leqslant 3\pi/2$. Здесь размагничивающее поле $H\,(z)=\mathrm{Arth}z\approx 1/2\cdot\ln\,[(1+z)/2]$. Подправив коэффициент в последнем выражении $H^*\,(z)=1/2\,\ln\,[(1+z)/1.8]$, убеждаемся, что новая величина $H^*\,(z)$ совпадает с точной $H\,(z)=\mathrm{Arth}\,z$ с погрешностью 2 % на существенном теперь интервале между критической линией $z=-z_0=$ $=-\mathrm{th}1$ и поверхностью пленки $z=-1$. После замены $\chi=\pi/2+\psi$ в новых подобных переменных $0 \leqslant z'=(1+z)/\varepsilon < \infty$ (ширина ГБЛ в этих переменных ~ 1, тогда как в исходных (1)—ε) уравнение (1) принимает вид

$$\dot{q}/2+\frac{1}{2}\ln z'\,\sin\chi=-\chi''-\sin\chi\cos\chi+\frac{1}{2}\ln\frac{1.8}{\varepsilon}\sin\chi \tag{6}$$

с граничными условиями $\chi'\,(z'=0)=0$ и $\chi'\,(z'\to\infty)$ стремится к ветви решения (1) $-\cos\chi\cdot H\,(z')$.

В правой части (6) содержится большой параметр $\ln\,(1.8/\varepsilon)$, что позволяет рассматривать левую часть в качестве возмущения, если ГБЛ не приближается близко к поверхности пленки $z'=0$. Решение невозмущенной задачи о 360° ГБЛ

$$\sin\chi_0=-\frac{2\,\mathrm{sh}\,\dfrac{z'-z_0'}{\Lambda^*}}{\mathrm{ch}^2\,\dfrac{z'-z_0'}{\Lambda^*}},$$

$$\frac{d\chi_0}{dz'}=\frac{2}{\Lambda^*}\,\mathrm{ch}^{-1}\,\frac{z'-z_0'}{\Lambda^*}, \tag{7}$$

где $\Lambda^*=2\ln^{-1/2}\,(1.8/\varepsilon) \ll 1$ — эффективная ширина ГБЛ, $z_0'=z_0'\,(\dot{q})$ — ее положение и было пренебрежено $\sin\chi\,\cos\chi$ по сравнению с $1/2\cdot\ln\,(1.8/\varepsilon)\times$ $\times\sin\chi$. Граничное условие в нуле выполняется с экспоненциальной точностью $\chi_0'(z'=0)=(1/\Lambda^*)\,e^{-z_0'/\Lambda^*} \ll 1$. Уравнение для $\delta\chi$-поправки к χ_0

$$\dot{q}/2+\frac{1}{2}\ln z'\,\sin\chi_0=-\delta\chi''-\cos 2\chi_0\delta\chi+\frac{1}{2}\ln\frac{1.8}{\varepsilon}\cos\chi_0\delta\chi. \tag{8}$$

Оператор в правой части неоднородного уравнения (8) особый, так как функция $\delta\chi=\chi_0'$ обращает его в нуль. Условие разрешимости требует ортогональности левой части (8) решению χ_0', что приводит к уравнению для z_0' — положения 360° ГБЛ

$$\pi\dot{q}-\frac{2}{\Lambda^*}\int\ln(z+z_0')\,\frac{\mathrm{sh}\,z/\Lambda^*}{\mathrm{ch}^3\,z/\Lambda^*}\,dz=0. \tag{9}$$

Замена $z=z_0'y$ показывает, что при $z_0' > \Lambda^*$ область интегрирования определяется резко спадающим гиперболическим множителем. Поэтому интегрирование можно распространить на бесконечный промежуток и ограничиться разложением $\ln\,(1+y)\approx y$. Таким образом, получаем связь между положением ГБЛ $z_0' > \Lambda^*$ и скоростью ДГ в стационарном режиме

$$\dot{q}=\frac{4}{\pi}\,z_0'^{-1}\,\ln^{-1/2}\left(\frac{1.8}{\varepsilon}\right)\dot{q}_w, \tag{10}$$

где, напомним, $\varepsilon=2\Lambda/h$, $\dot{q}_w$ — скорость Уокера. Важно, что, хотя размагничивающее поле препятствует выходу ГБЛ на поверхность пленки, существует некоторое $z_0'=z_p>1$, начиная с которого выход ГБЛ на поверхность становится энергетически выгодным, так как здесь имеется возможность ее уничтожения. Подстановка $z_0'=z_p$ в (10) и определяет $\dot{q}_p$ — максимальную (пиковую) скорость СДГ, которая слабо зависит от толщины пленки h. Механизм Слончевского [1] приводит к выражению $\dot{q}_p=9.5\,(\Lambda/h)\dot{q}_w$, качественно отличающемуся от (10). Определение критического значения z_p требует численных расчетов по уравнению (6).

Другое применение подобных переменных (2) относится к перемагничиванию структуры СДГ неподвижной ДГ $\dot{q}=0$ магнитным полем $H_x<0$, направленным против полярности СДГ $\psi\,(z=0)=0$. Теперь ГБЛ формируются сразу на обеих критических линиях $z=\pm z_0$ $(h\gg\Lambda)$, которые по вариационной оценке [1] сливаются в 360° ГБЛ в области $z=0$ в поле $|H_x|=(\pi\Lambda/h)\cdot 8M$. Исходное уравнение (1) в слабых полях $H_x/8M\ll 1$ вновь приводится к P_{II} (3), но с $\alpha=-\tilde{H}_x/(2\varepsilon\,\mathrm{ch}^2 1)$. При выводе уравнения на этот раз пренебрегается малым членом $\tilde{H}_x\delta\psi^2\sim\varepsilon^{2/3}$ по сравнению с ε^0. Неустойчивость исходного решения и гистерезис структуры в этой ситуации были обнаружены численно в [7, 8]. Поэтому на основании аргументов, приведших к (5), заключаем, что поле образования ГБЛ определяется той же константой α_*. Однако коэффициент теперь в два раза меньше

$$|H_n|\approx 3.4\,(\Lambda/h)\cdot 8M. \tag{11}$$

Оценка (11) оказывается неожиданно близкой к приводившейся выше оценке образования 360° ГБЛ [1].

Предположим, что величина $H_x<0$ недостаточна, чтобы разорвать 360° ГБЛ за счет образования пары блоховских точек [9]. Тогда петля перемагничивания структуры ДГ будет смещенной, так как изменение намагниченности ДГ с $\psi\,(z=0)=0$ в поле $H_x>0$ незначительно (точнее, петля гистерезиса сильно асимметрична). Тогда оценка положения петли дается (11), а ее форма может быть получена на основании численного решения (1).

В экспериментальной работе [3] исследован широкий класс петель перемагничивания структуры участков ДГ, в том числе и смещенных. Знак смещения по полю противоположен знаку сильного продольного поля, предварительно прилагаемого к ДГ. Именно к этой ситуации относится формула (11). В общем случае нельзя исключить вклада вертикальных блоховских линий, разделяющих участки различных полярностей. Здесь становятся существенными процессы образования, смещения и уничтожения ВБЛ.

Список литературы

[1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.
[2] Hubert A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2276—2287.
[3] Кринчик Г. С., Чепурова Е. Е., Папорков В. А. // Деп. в ВИНИТИ. 1990. № 413-В90.
[4] Недлин Г. М., Шапиро Р. Х. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 7. С. 2076—2085.
[5] Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и методы обратной задачи. М.: Мир, 1987. 480 с.
[6] Ходенков Г. Е. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 1. С. 134—138.
[7] Ялышев Ю. И., Суетин В. П., Лукаш К. И., Показаньев В. Г. // Тез. докл. XI Всес. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Ташкент, 1988. С. 260—261.
[8] Ялышев Ю. И., Жеберляев И. Ф., Показаньев В. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 32—39.
[9] Власко-Власов В. К., Хапиков А. Ф. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 7. С. 2034—2039.

Институт электронных управляющих машин
Москва

Поступило в Редакцию
29 декабря 1990 г.