

## О ВНУТРЕННЕЙ ДИНАМИКЕ ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

С.Г. Осипов, М.М. Хапаев

В работе сообщается о результатах численного исследования  $(2 + 1)$ -мерного уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ). Найден новый механизм генерации и прорыва горизонтальных блоховских линий (ГБЛ).

Основополагающим для исследования динамики доменной границы (ДГ) является уравнение движения намагниченности под действием эффективного поля – ЛЛГ-уравнение. Однако, в силу сложности получающейся системы интегро-дифференциальных уравнений с частными производными обычно изучаются усредненные уравнения – уравнения Слончевского<sup>1–3</sup>. Известно, что предположения, лежащие в основе системы уравнения Слончевского весьма ограничительны. Так, например, при значениях продвигающего поля больших, чем некоторое критическое, эти предположения не выполняются и в этом случае возможно только качественное рассмотрение различных механизмов динамики ДГ.

В последние годы с использованием высокопроизводительных ЭВМ достигнут значительный прогресс в области непосредственного решения полной системы ЛЛГ-уравнений при расчете двух- и трехмерных структур ДГ<sup>4–5</sup>. Но в этих работах ЛЛГ-уравнение используется в качестве аналога метода установления для решения статических задач. Основной проблемой при реализации динамического варианта численного метода является отсутствие априорной информации о характере движения ДГ.

В настоящей работе впервые для исследования динамики двумерной ДГ применяется эффективный алгоритм адаптивного изменения сетки, позволяющий удерживать ядро движущейся ДГ в центре расчетной области.

Рассмотрим ферромагнитную пленку (ЦМД-материал). Пусть ось  $Z(\mathbf{k})$  совпадает с осью анизотропии и направлена перпендикулярно плоскости пленки, ось  $X(\mathbf{i})$  направлена перпендикулярно ДГ и лежит в плоскости пленки, ось  $Y(\mathbf{j})$  направлена вдоль ДГ таким образом, чтобы система координат была правой (см. рис. 1). Будем считать, что все изучаемые распределения намагниченности обладают трансляционной инвариантностью по оси  $Y$ . Положим  $\mathbf{v}(x, z, t) = \mathbf{M}(x, z, t)/M_s$ ,  $\mathbf{h}(x, z, t) = \mathbf{H}(x, z, t)/M_s$ ,  $t_1 = |\gamma| \cdot M_s t$ ,  $l = (Ak)^{1/2}/(\pi M_s^2)$ ,  $Q = K/2\pi M_s^2$ . Здесь  $\mathbf{M}(x, z, t)$  – распределение намагниченности,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $l$  – характеристическая длина,  $A$  – обменная константа,  $k$  – константа одноосной анизотропии,  $\mathbf{H}(x, z, t)$  – эффективное поле,  $Q$  – фактор качества. Запишем ЛЛГ-уравнение в безразмерной форме

$$\begin{aligned} (1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= \mathbf{h} \times \mathbf{v} - \alpha(\mathbf{v} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{h})), \\ \mathbf{h} &= -4\pi Q \mathbf{v}_{\perp} + (\pi/Q) \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{h}_{d_1} + \mathbf{h}_{d_2} + \mathbf{h}_0, \\ \mathbf{h}_{d_1} &= - \int_{\Omega} \frac{(\nabla \mathbf{v}) 2\rho}{\rho^2} dx dz + \int_{\Omega} \frac{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) 2\rho}{\rho^2} ds, \end{aligned} \tag{1}$$

где  $\mathbf{v} = v_x \mathbf{i} + v_y \mathbf{j} + v_z \mathbf{k}$ ,  $|\mathbf{v}| = 1$ ,  $\mathbf{v}_{\perp} = v_x \mathbf{i} + v_y \mathbf{j}$ ,  $\nabla$  – оператор Гамильтона,  $\mathbf{h}_{d_2}$  – размагничивающее поле соседних доменов,  $\mathbf{h}_0$  – внешнее магнитное поле,  $\Omega$  – область вычислений,  $\alpha$  – параметр затухания. Краевые и начальное условие зададим в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{v}(\pm L_1, z, t) &= \pm k, \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}(x, \pm L_2, t) = 0, \\ \mathbf{v}(x, z, 0) &= \mathbf{v}_0(x, z), \quad (x, z) \in \Omega = [2L_1 \times 2L_2]. \end{aligned} \tag{2}$$

Система уравнений (1)–(2) решалась методом конечных разностей. В качестве начальных условий выбиралось соответствующее решение статической вариационной задачи о структуре ДГ без воздействия продвигающего поля. Идея адаптивного алгоритма заключается в следующем. При включении продвигающего поля  $h_0 = ak$ ,  $a > 0$ , ДГ смещается в сторону домена с противоположным полю направлению намагниченности. Ясно, что после некоторого пробега ДГ остановится у края расчетной области. Чтобы этого не произошло, через интервал времени  $\Delta t$  делается "снимок" ДГ, и если ДГ сместилась на заданную величину  $\Delta S$ , то происходит смещение сетки на соответствующее число узлов вслед за ДГ. Величины  $\Delta t$  и  $\Delta S$  подбираются экспериментально в зависимости от характера движения и возможностей ЭВМ.

Здесь мы приводим результаты расчетов для пленки с параметрами  $Q = 4, D = 3(l), \alpha = 0,2, h_0 = -4k(M_s)$ . Параметры расчетной сетки  $N_x \times N_z = 40 \times 40, N_x$  – число узлов по оси  $x, N_z$  – по оси  $z$ .

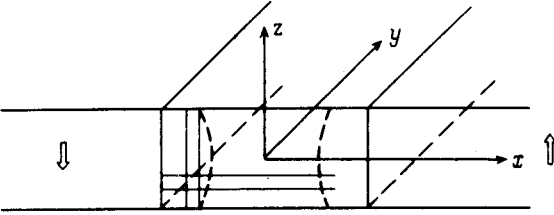


Рис. 1. Геометрия области вычислений

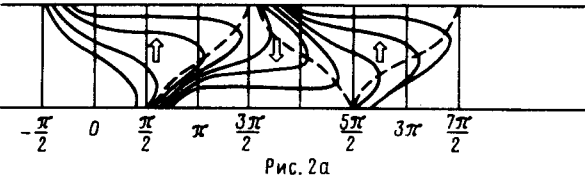


Рис. 2а

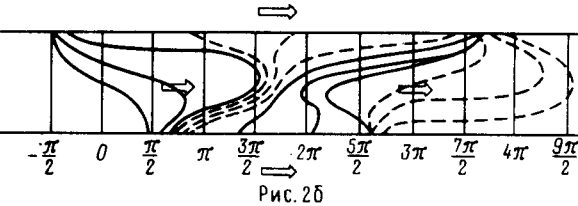


Рис. 2б

Рис. 2а,б – Динамика угла скрученности  $\psi(z)$  в центре ДГ: а – по Слончевскому; б – в результате решения системы (1–2)

Пусть  $\varphi(x, z)$  – угол между проекцией вектора намагниченности на плоскость  $XOY$  и осью  $Y$ ,  $\theta(x, z)$  – угол между векторами намагниченности и осью  $z$ . На рис. 2а показан известный процесс зарождения и прорыва ГБЛ<sup>1</sup>. Основной процесс для угла скрученности  $\psi(z)$  в центре ДГ ( $\psi(z) = \varphi(x, z)$  на линии  $\theta(x, z) = \pi/2$ ) происходит следующим образом.

1. Вначале зарождается возмущение угла  $\psi$  у нижней поверхности пленки. Эта волна нарастает и продвигается вверх. Образуются две ГБЛ, большая ( $2\pi$ -ГБЛ) вверху и меньшая ( $\pi$ -ГБЛ) внизу.

2. Происходит прорыв верхней ГБЛ. Вектор  $\vec{v}$  на верхней границе вращается на  $4\pi$  (а не на  $2\pi$ , как на рис. 2а).

3. Чуть позже начинается прорыв нижней ГБЛ на угол  $2\pi$ .

4. Отставшая средняя часть кривой  $\psi(z)$  догоняет граничные значения.

Далее возмущение зарождается у верхней границы, нарастает, происходит прорыв нижней  $2\pi$ -ГБЛ, затем верхней ( $\pi$ -ГБЛ) и наконец, центральная область, догоняя края, завершает цикл.

Такая динамика угла  $\psi$  приводит к неравномерности движения отдельных частей ДГ. Средняя скорость за 10 циклов составила 0,45 (отн.ед./ ед. безразм. времени  $t_1$ ).

#### Литература

1. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
2. Kosinski R.A., Engemann J. JMMM, 1985, 50, 229.
3. Маслов В.П., Четвериков В.М. ТМФ, 1988, 77, 229.
4. Hayashi N. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1922, 27, 366.
5. Осипов С.Г и др. ДАН СССР, 1989, 305, 831.

Поступила в редакцию  
22 июня 1989 г.

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

После переработки  
20 сентября 1989 г.