О ТОРМОЖЕНИИ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

Б. А. Иванов, К. А. Сафарян

Проведен расчет коэффициента вязкости блоховской линии, движущейся вдоль доменной границы. Оказалось, что соотношения коэффициентов взякости блоховской линии и доменной стенки сильно различаются для различных механизмов релаксации и могут отличаться от характерного для стандартной релятивистской релаксации.

Динамика блоховских линий (БЛ) привлекает внимание многих исследователей и изучается экспериментально в железо-иттриевом гранате [1] и материалах с цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД) [2]. Слончевский [3] впервые рассмотрел вопрос о движении уединенной БЛ вдоль движущейся доменной границы (ДГ) под действием гиротронной силы. Согласно [3], соотношение скорости БЛu и ДГ v вполне определенное и определяется отношением константы гиросилы к релаксационной константе λ. Согласно экспериментам [2], это соотношение может нарушаться. Наряду с естественным объяснением, данным в [2] и базирующимся на учете изгиба ДГ в точке нахождения БЛ, это нарушение может быть связано с использованием релаксационного члена в форме Ландау—Лифшица или Гильберта. Как показано Барьяхтаром, реальные релаксационные слагаемые в уравнениях динамики намагниченности сложнее и содержат независимые обменный и релятивистский вклады [4, 5], что существенным образом сказывается на торможении движущихся магнитных неоднородностей типа ДГ [4–8] и БЛ.

Согласно обобщенной феноменологической теории магнитной релаксации, диссипация движущейся магнитной неоднородности обусловлена тремя каналами: непосредственными вкладами обменной e и релятивистской r релаксации, а также вкладом изменения длины вектора намагниченности ферромагнетика (ФМ) $\mathbf{M}$ ($\mathbf{r}$, t). Эти три вклада определяются тремя слагаемыми Q_e, Q_r и Q_χ в полной диссипативной функции ФМ $Q = Q_e + Q_r + Q_\chi$, где

$$Q_r = \frac{M_0}{2g} \int \lambda \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}\right)^2 d\mathbf{r}, \tag{1}$$

$$Q_e = \frac{M_0}{2g} \int \lambda_e a^2 \left(\nabla \left[\mathbf{m}, \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}\right]\right)^2 d\mathbf{r}, \tag{2}$$

$$Q_\chi = \frac{M_0}{2g} \frac{\chi_2}{\lambda} \int \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{M}\frac{\partial w}{\partial M}\right)\right]^2 d\mathbf{r}. \tag{3}$$

Здесь $M_0 = |\mathbf{M}|$ — равновесное значение намагниченности, λ и $\lambda_e a^2$ — релятивистская и обменная релаксационные константы соответственно, w — плотность энергии ФМ, χ — продольная восприимчивость парапроцесса. Подробный вывод и обсуждение этих выражений см., например, в последней работе [7]. Сила торможения F, действующая на данную магнитную неоднородность типа ДГ или БЛ, определяется через диссипацию энергии $dE/dt = -2Q$, $F_W v$ (или $F_L u) = 2Q$.

Рассмотрим простейшую модель ФМ, которой отвечает энергия

$$w = \frac{1}{2}\alpha\,(\nabla \mathbf{M})^2 + \frac{1}{2}\beta\,[(M_x^2 + M_y^2) + \varepsilon M_x^2]. \tag{4}$$

Здесь α и $\beta > 0$ — константы неоднородного обмена и анизотропии, ось z — легкая ось ФМ, параметр $\varepsilon > 0$ определяет анизотропию в плоскости xy: естественную кристаллографическую для ромбического ФМ или связанную с учетом дипольной энергии в винтеровском приближении; в последнем случае $\varepsilon = 4\pi/\beta$.

Для описания структуры движущейся ДГ с движущейся вдоль нее уединенной БЛ используем обычно применяемое [9] приближенное выражение

$$\cos\theta = \operatorname{th}\,[(x - vt)/\Delta],\ \cos\varphi = \operatorname{th}\,[(y - ut)/\Lambda], \tag{5}$$

где θ, φ — угловые переменные для вектора намагниченности, $M_x + iM_y = M_0 \times \sin\theta \exp(i\varphi)$, $M_z = \cos\theta$, v и u — скорости, Δ и Λ — толщины ДГ и БЛ соответственно. Значения Δ и Λ выбираются в виде

$$\Delta = (\alpha/\beta)^{1/2},\ \Lambda = (\alpha/\varepsilon\beta)^{1/2}. \tag{6}$$

Формулы (5), (6), хотя и используются многими авторами, являются приближенными. Мы будем пользоваться ими для упрощения анализа, хотя более или менее строгое их обоснование может быть проведено при $\varepsilon \ll 1$ (этот случай отвечает ЦМД материалам с большим фактором качества).

Подстановка (5), (6) в явные выражения для парциальных диссипативных функций Q_r, Q_ε и Q_χ и вычисление интегралов дают явные выражения для скорости диссипации энергии. Для всех трех каналов соответствующие выражения для Q_α, $\alpha = r, \varepsilon, \chi$ могут быть приведены к виду

$$2Q^{(\alpha)} = Sv^2\eta_W^{(\alpha)} + Lu^2\eta_L^{(\alpha)},$$

где S — площадь ДГ, L — длина БЛ. Естественно, что величины $\eta_W^{(\alpha)}$ и $\eta_L^{(\alpha)}$ имеют смысл парциальных коэффициентов вязкого трения ДГ и БЛ, обусловленных каналом α. Величины

$$F_w = -v\,(\eta_W^{(\varepsilon)} + \eta_W^{(r)} + \eta_W^{(\chi)}),$$

$$F_L = -u\,(\eta_L^{(\varepsilon)} + \eta_L^{(r)} + \eta_L^{(\chi)}) \tag{7}$$

имеют соответственно смысл силы торможения, действующей на единицу площади ДГ, движущейся со скоростью v, и единицу длины БЛ, движущейся вдоль ДГ со скоростью u. Простой, но громоздкий расчет приводит к формулам

$$\eta_W^{(r)} = \frac{2M_0\lambda}{g\Delta},\quad \eta_L^{(r)} = \frac{4M_0}{g}\frac{\Delta\lambda}{\Lambda}, \tag{8}$$

$$\eta_W^{(e)} = \frac{2M_0}{3g}\frac{\lambda_e a^2}{\Delta^3},$$

$$\eta_L^{(e)} = \frac{4M_0}{g}\lambda_e a^2\left(\frac{1}{\Lambda\Delta} + \frac{5\Delta}{9\Lambda^3}\right), \tag{9}$$

$$\eta_W^{(\chi)} = \frac{64M_0}{g}\frac{(\chi\beta)^2}{\lambda\Delta},$$

$$\eta_L^{(\chi)} = \frac{64M_0}{g}\frac{(\chi\beta)^2}{\lambda}\varepsilon^2\frac{\Delta}{\Lambda}. \tag{10}$$

В этих формулах величины $\eta_W^{(a)}$ совпадают, естественно, с найденными ранее выражениями для коэффициентов вязкости одномерной ДГ: релятивистским [9], обменным [4] и обусловленными изменением модуля M [6–8]. Формула для $\eta_L^{(r)}$ совпадает с полученной Слончевским [3], для $\eta_W^{(r)}$ и $\eta_L^{(r)}$ выполняется универсальное соотношение

$$\eta_L^{(r)} = 2\eta_W^{(r)}(\Delta^2/\Lambda), \tag{11}$$

не содержащее релаксационной константы. Однако легко видеть, что для всех остальных вкладов соотношение η_W и η_L существенно иное. Если, например, преобладающий вклад в торможение как ДГ, как и БЛ вносит обменное затухание, то

$$\eta_L \simeq \eta_L^{(e)} = 6\eta_W^{(e)}(\Delta^2/\Lambda)(1 + 5\Delta^2/9\Lambda^2). \tag{12}$$

В этом случае получается, что торможение БЛ по отношению к торможению ДГ для магнетиков типа ЦМД материалов ($\Delta \ll \Lambda$) оказывается примерно в три раза больше, чем для релятивистской релаксации. Это дает эффект уменьшения значения скрости БЛ (или их кластера) по сравнению с ожидаемым по формуле (9). Такое поведение наблюдалось экспериментально [2]. Если же значение $\varepsilon \gg 1$ и $\Delta \gg \Lambda$ (магнетики типа железо-иттриевого граната), то величина $(\eta_L^{(e)}/\eta_W^{(e)})/(\eta_L^{(r)}/\eta_W^{(r)}) \sim \Delta^2/\Lambda^2 \gg 1$ и торможение БЛ гораздо сильнее, чем это следует из формулы (9). Заметим, что применимость простых формул (5) или (6) для случая $\varepsilon \gg 1$ проблематична, но само соотношение $\Lambda \ll \Delta$ для них должно реализоваться. Следовательно, качественно формулы (8)—(10) останутся справедливыми и в этом случае.

В работах [6–8] было сделано утверждение, что основной вклад в торможение магнитных неоднородностей дает $\eta^{(\chi)}$. Если преобладает вклад $\eta_L^{(\chi)}$ и $\eta_W^{(\chi)}$, то

$$\eta_L \simeq \eta_L^{(\chi)} = \varepsilon^2(\Delta^2/\Lambda)\,\eta_W^{(\chi)} \tag{13}$$

и ситуация иная, чем для обменного вклада: торможение БЛ сильнее, чем следует из [3], при $\varepsilon \gg 1$ (материалы типа железо-иттриевого граната) и слабее при $\varepsilon \ll 1$ (ЦМД материалы).

Оценка констант для материалов с ЦМД привела авторов [8] к выводу, что основной вклад в торможение ДГ дает изменение модуля намагниченности. Ввиду того что вклад этого механизма в торможение БЛ существенно ослаблен для больших значений фактора качества $\dot{q} = 1/\varepsilon$ (см. (13)), может оказаться, что для таких материалов вклад в торможение БЛ и ДГ дают различные механизмы. Можно ожидать, например, что

$$\eta_L \simeq \eta_L^{(r)}, \ \eta_W \simeq \eta_W^{(x)}.$$

Таким образом, даже в простейшей линейной теории торможения БЛ (не учитывающей изгиба ДГ в месте положения БЛ) простые соотношения стандартной теории, базирующейся на релаксационном члене типа Ландау—Лифшица или Гильберта, могут нарушаться. Причина здесь простая: при торможении магнитных неоднородностей с различным пространственным масштабом в полной мере проявляется пространственная дисперсия, существенная [4—6] для диссипативной функции ФМ.

Мы благодарны В. Г. Барьяхтару за обсуждение работы.

Список литературы

[1] Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4. С. 1505.
[2] Четкин М. В., Смирнов В. Б., Попков А. Ф. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 164.
[3] Slonzewski J. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 6. P. 2705.
[4] Барьяхтар В. Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 4. С. 1501—1509.
[5] Барьяхтар В. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1317—1322.
[6] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Соболева Т.К., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1454—1465.
[7] Bar'yakhtar V. G., Ivanov B. A., Safaryan K. A. // Sol. St. Comm. 1989. V. 72. N 11. P. 1117.
[8] Иванов Б. А., Сафарян К. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 12. С. 3507—3511.
[9] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.

Институт металлофизики
АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
3 февраля 1992 г.