

Если ДС смещается с почти пост. скоростью  $v \approx x$ , то инерц. членом  $m\ddot{x}$  в (1) можно пренебречь. Тогда при малой величине квазиупругой возвращающей силы ( $k|x| \ll P_B$ ) ур-ние движения принимает вид:  $\beta v = P_B$ .

Экспериментально установлено, что обычно ДС остаётся неподвижной, пока внеш. поле не достигает значения  $B \geq B_C$ . Величину  $B_C$  наз. критич. полей ДС, она может быть меньше 0,1 мТл в монокристаллич. плёнках ферритов-гранатов (при комнатной темп-ре) и достигает неск. мТл в плёнках *интерметаллических соединений*. С учётом коэрцитивности движение 180°-ной ДС описывается ур-нием  $\beta v = 2M_S \times (B - B_C)$ , и скорость движения  $v = 2(M_S/\beta)(B - B_C) = \eta_W(B - B_C)$ . Величину  $\eta_W = 2M_S/\beta$  наз. подвижностью ДС. С увеличением  $B$  (при  $B > B_C$ ) скорость ДС растёт сначала линейно

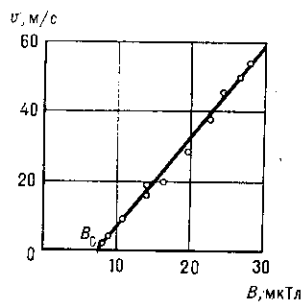


Рис. 1. Зависимость скорости движения доменной стенки от внешнего магнитного поля в монокристалле  $Ni_{0,75}Fe_{2,25}O_4$  [Дж. Голт (J. Golt), 1954].

(рис. 1), а затем становится нелинейной (рис. 2).

Для феноменологич. описания процессов спиновой релаксации в ур-ние движения магн. момента вводят доп. член, слабеющий, учитывающий затухание его прецессии.

В 1935 Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц впервые предложили ур-ние, описывающее динамику магн. момента при движении ДС:

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma| \{ [MB_{эф}] - \lambda [B_{эф} - (B_{эф}M)M/M_S^2] \}. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение,  $\lambda$  — положительн. постоянная, имеющая одинаковую с  $M$  размерность. Первый член в круглых скобках описывает однородную прецессию вектора  $M$  вокруг эфф. магн. поля  $B_{эф}$ , второй член — момент сил, к-рый стремится уменьшить до нуля угол между  $M$  и  $B_{эф}$  (см. Ландау—Лифшица уравнение).

Другой широко используемой формой записи ур-ния движения вектора  $M$  является ур-ние Гильберта (Th. Gilbert, 1955):

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma| \left[ M \left( B_{эф} - \frac{\alpha}{|\gamma| M_S} \frac{dM}{dt} \right) \right]. \quad (3)$$

Оно идентично (2), если ввести безразмерный коэф.  $\alpha = \lambda/M_S$  и в разложении (2) по малому параметру  $\alpha$  ( $\lambda \ll M_S$ ) пренебречь членами с  $\alpha^2$ . В ур-ниях (2) и (3) действующее на магн. момент  $M$  эфф. поле  $B_{эф}$  включает внеш. магн. поле, поле размагничивания, поле магн. анизотропии и обменное поле.  $B_{эф}$  может быть определено варьированием *термодинамического потенциала*  $\Phi$  магнетика по  $M$ , т. е.  $B_{эф} = -\delta\Phi/\delta M$ .

Для описания Д. с. д. в многоподрешёточных ферромагнетиках и антиферромагнетиках используются аналогичные ур-ния для каждой подрешётки. Д. с. д. в ферромагнетиках можно описывать и одним ур-нием типа (2) или (3), если путём введения эфф. магн. параметров  $\gamma_{эф}$  и  $\alpha_{эф}$  учесть их многоподрешёточную магн. структуру.

Расчёт на основе ур-ния (3) показывает, что в ФМ с одной осью лёгкого намагничивания нач. подвижность определяется толщиной стенки  $\Delta$ , значениями  $\gamma$  и  $\alpha$ :  $\eta_W = |\gamma|\Delta/\alpha$ . В зависимости от состава и толщины образцов в интерметаллич. сплавах  $\eta_W$  изменяется от  $10^3$  до  $10^6$  м/(с·Тл), в магн. диэлектриках типа ферритов-гранатов — от  $10^4$  до  $10^6$  м/(с·Тл).

Большое влияние на подвижность ДС магн. материалов оказывает наличие в кристаллич. решётке редкоземельных ионов. Эти ионы характеризуются сильной спин-орбитальной связью, обуславливающей взаимо-

действие магн. моментов ионов с решёткой. Из-за большой величины этого взаимодействия возрастает интенсивность прямых процессов спиновой релаксации, связанных с рассеянием спиновых волн на колебаниях решётки (магн-фононных процессов рассеяния), что снижает подвижность ДС.

На нач. участке зависимости  $v(B)$  стационарное движение ДС в пост. магн. поле (в неогранич. среде) представляет собой трансляц. смещение с пост. скоростью без изменения структуры ДС. Изменение скорости на этом участке движения (выз., напр., изменением магн. поля) приводит к динамич. перестройке структуры ДС и изменению её энергии  $\mathcal{E}(v)$ . Это изменение энергии обуславливает инерц. свойства ДС при нестационарном движении, т. е. её массу  $m$  ( $mv = d\mathcal{E}/dv$ ). В частности, масса единицы площади Блоха стенки одноосного ФМ  $m_{B_C} = 2/(\mu_0\gamma^2\Delta)$ , где  $\mu_0$  — магнитная постоянная (масса ДС в ФМ и ФРМ составляют  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  кг/м<sup>2</sup>).

Структура стационарно движущейся ДС в одноосном ФМ характеризуется наличием пост. плоскости разворота магн. моментов, образующих ДС, к-рая составляет с плоскостью исходной ДС угол  $\phi$ , зависящий от скорости  $v$ . Увеличение скорости приводит к возрастанию энергии ДС из-за роста полей размагничивания, обусловленных выходом магн. моментов из плоскости ДС. При этом возрастает также масса ДС.

Стационарное поступательное движение ДС в пост. магн. поле имеет предельную скорость  $v_W$ , выше к-рой движение ДС становится неустойчивым [Л. Уокер (L. R. Walker, 1953), опубликовано Дж. Диллоном (J. F. Dillon, 1963)]. Существование в ФМ предельной (уокеровской) скорости  $v_W$  связано с конечной величиной угла выхода вектора  $M$  из её плоскости, при к-ром скорость вращения спинов в ДС максимальна.

Время прохождения стенкой расстояния, равного её толщине  $\Delta$ , соответствует времени прецессии магн. моментов, образующих ДС. Время прецессии  $\tau_W = (\gamma B_W)^{-1}$ , где  $B_W = \mu_0 M_S/2$  — поле размагничивания, к-рое возникает при выходе магн. моментов из плоскости ДС. Т. о.,  $v_W \sim \Delta/\tau_W$ . Предельная скорость  $v_W$  в одноосном ФМ

$$v_W = |\gamma| \mu_0 M_S (A/K)^{1/2} [1 + (1 + \mu_0 M_S^2/2K)^{1/2}]^{-1},$$

где  $K$  — постоянная одноосной анизотропии. Типичное значение  $v_W$  в редкоземельных ферритах-гранатах  $\sim 10^2$  м/с. Наличие магнитокристаллич. анизотропии в базисной плоскости кристалла либо пост. магн. поля в плоскости ДС, действие к-рых аналогично действию полей размагничивания в стенке, приводит к увеличению  $v_W$ . Так, в материалах с ромбич. анизотропией, напр. в ферритах-гранатах с наведённой анизотропией вдоль оси (110), возможно увеличение  $v_W$  до  $10^3$  м/с. Наряду с критич. скоростью имеется критич. магн. поле  $B_{кр}$ , выше к-рого возникают колебания стенки,

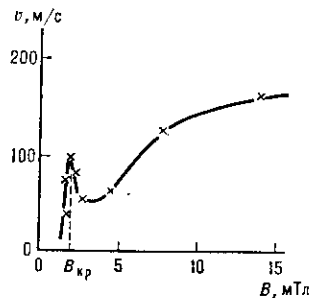


Рис. 2. Зависимость средней скорости доменной стенки от внешнего магнитного поля в плёнке  $(GdLu)_3(FeAl)_{4,7}Mn_{0,3}O_{12}$  [Д. Брид и др. (D. J. Breed, F. H. Leew, W. T. Stacy, A. B. Voermans), 1978]. Ниже  $B_{кр}$  зависимость  $v(B)$  линейна, при  $B > B_{кр}$  нелинейный характер зависимости  $v(B)$  связан с неустойчивостью движения доменной стенки.

связанные с прецессией в этом поле магн. моментов, образующих ДС. В одноосном ФМ  $B_{кр} = \mu_0 M_S \alpha/2$ . При  $B > B_{кр}$  дифференц. подвижность  $\eta_W = dv/dB$  резко падает (рис. 2).

Феноменологич. рассмотрение Д. с. д. в СФМ (см. Слабый ферромагнетизм) основывается на ур-нии движения для вектора антиферромагнетизма  $L$ , к-рое можно