Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 7, с. 474 – 479

Предельная скорость и закон дисперсии доменных стенок в ферримагнетиках, близких к точке компенсации спина[1)]

Е. Г. Галкина[a], К. Э. Заспел[b 2)], Б. А. Иванов[c,d 3)], Н. Е. Кулагин[d,e,f], Л. М. Лерман[g]

[a]*Институт физики НАН Украины, 03028 Киев, Украина*

[b]*Department of Environmental Sciences, University of Montana Western, Dillon MT 59725, USA*

[c]*Институт магнетизма НАН Украины, 03142 Киев, Украина*

[d]*Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", 119049 Москва, Россия*

[e]*Институт физической химии и электрохимии им. А. Н. Фрумкина ИФХЭ РАН, 119071 Москва, Россия*

[f]*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), 125993 Москва, Россия*

[g]*Нижегородский национальный исследовательский университет им. Н. И. Лобачевского, ННГУ, 603950 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 24 июня 2019 г.
После переработки 26 августа 2019 г.
Принята к публикации 26 августа 2019 г.

Теоретически исследовано движение доменных стенок в ферримагнетиках типа GdFeCo вблизи точки компенсации спинов подрешеток s_1 и s_2, когда имеют место эффекты обменного увеличения предельной скорости стенки. Найдена энергия E и импульс P стенки и построен закон дисперсии $E = E(P)$. При достаточно малом значении раскомпенсации $s_1 - s_2 < \nu_c(s_1 + s_2)$, $\nu_c \ll 1$, обнаружена неустойчивость некоторых стенок, и зависимость $E(P)$ имеет точку окончания при конечном значении импульса. При $s_1 - s_2 > \nu_c(s_1 + s_2)$ эта зависимость, как и в ферромагнетике, периодическая.

DOI: 10.1134/S0370274X1919007X

Статические и особенно динамические свойства доменных стенок (ДС) в магнетиках являются предметом интенсивных экспериментальных [1–4] и теоретических [5–9] исследований в связи с возможностью их применения в магнитных устройствах хранения и обработки информации [10]. Магнитные ДС представляют собой простой, но важный пример топологических солитонов, и интересны с точки зрения общей физики нелинейных явлений [11, 12]. Одной из важнейших проблем в физике ДС является повышение значения ее предельной скорости v_c, которая для ферромагнетиков (ФМ) не превышает сотен м/с. Давно известно, что для антиферромагнетиков (АФМ) значение v_c существенно выше; для пластин ортоферритов с толщиной в десятки микрон экспериментально наблюдались скорости до 20 км/с [13], см. обзоры [14, 15]. Такие большие скорости определяются так называемым обменным усилением динамических параметров АФМ. Недавно было показано, что столь же высокую скорость ДС в нанообразцах АФМ можно получить при использовании спинового тока [16]. Однако, насколько нам известно, для нанообразцов АФМ движение ДС с "обменными" скоростями пока не наблюдалось. Возможно, это связано со сложностью создания образцов кристаллических АФМ в масштабе нанометров из-за их высокой чувствительности АФМ упорядочения к наличию дефектов.

Представляет интерес поиск альтернативных материалов с высокими v_c. Решение в некотором смысле лежит на поверхности: достаточно давно известен тот факт, что эффекты обменного усиления возможны и для ферримагнетиков (ФиМ), находящихся в непосредственной близости к точке компенсации спинов (ТКС), где совпадают спиновые плотности подрешеток s_1 и s_2 [17]. В частности, в ТКС возрастает (и становится чисто обменной при $s_1 \to s_2$) предельная скорость движения ДС и других солитонов [17]. Удивительно, что эта "солитонная" особенность спиновой динамики ФиМ не наблюдалась экспериментально в течение многих десятилетий, и обнаружена только сейчас [18].

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]C. E. Zaspel.

[3)]e-mail: bor.a.ivanov@gmail.com

Аморфные сплавы редкоземельных элементов с элементами группы железа (типа GdFeCo или TbFeCo) являются типичными ФиМ с ТКС, но для них можно использовать стандартные нанотехнологии, такие же, как для классических материалов наномагнетизма, железа, никеля или пермаллоя. Они имеют металлическую проводимость, что позволяет использовать эффекты магнетосопротивления для считывания сигналов, для них можно варьировать магнитную анизотропию. В недавней работе [18] экспериментально наблюдалось резкое увеличение скорости ДС при подходе к ТКС в наноленте $\mathrm{Gd_{23}Fe_{67.4}Co_{9.6}}$ (размеры 20 нм × 5 мкм × 65 мкм).

В настоящей работе теоретически исследовано движение ДС в ФиМ вблизи ТКС. Найдена энергия и импульс стенки для всех значений скорости, меньших предельной скорости v_c.

Для описания нелинейной динамики АФМ удобно использовать замкнутое уравнение для вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, см. обзоры [14, 19, 20]. Подобный подход применим и для ФиМ вблизи ТКС [17, 21]. Вместо спиновых плотностей $\mathbf{s}_1$ и $\mathbf{s}_2$ удобно использовать векторы $\mathbf{m} = (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)/2s_0$ и $\mathbf{l} = (\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2)/2s_0$, $2s_0 = s_1 + s_2$, $\mathbf{m}\cdot\mathbf{l} = \nu$, где параметр $\nu = (s_1 - s_2)/2s_0 \ll 1$ определяет раскомпенсацию спинов и далее считается малым. В линейном приближении по ν величина $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$, и можно учесть $\mathbf{m}$ только в энергии однородного обмена $w_{ex} = \hbar\omega_{ex}s_0\mathbf{m}^2$, где ω_{ex} – характерная обменная частота. При этом вектор $\mathbf{m}$ мал и выражается через $\mathbf{l}$, $\mathbf{m} = \nu\mathbf{l} + (\partial\mathbf{l}/\partial t \times \mathbf{l})/\omega_{ex}$, а для единичного АФМ вектора $\mathbf{l}$ получается уравнение, см. [17, 18, 21, 22]

$$-\hbar(s_1 - s_2)\frac{\partial\mathbf{l}}{\partial t} = \frac{2\hbar s_0}{\omega_{ex}}\left(\mathbf{l}\times\frac{\partial^2\mathbf{l}}{\partial t^2}\right) + \left(\mathbf{l}\times\frac{\delta W}{\delta\mathbf{l}}\right), \quad (1)$$

где $W = W[\mathbf{l}]$ определяет статическую энергию ФиМ,

$$W = \int d\mathbf{r}\left\{\frac{A}{2}(\nabla\mathbf{l})^2 + w_r(\mathbf{l})\right\}, \quad (2)$$

A – константа неоднородного обмена, $w_r(\mathbf{l})$ – плотность энергии релятивистских взаимодействий, например, энергии анизотропии.

Уравнение (1) можно получить варьированием лагранжиана $\mathcal{L}[\mathbf{l}] = T + G - W$, в котором статическая энергия $W = W[\mathbf{l}]$ (2) играет роль потенциальной энергии. Выражение для кинетической энергии T такое же, как для АФМ, а гироскопическое слагаемое G имеет ту же структуру, что и для ФМ,

$$T = \frac{A}{2c^2}\int d\mathbf{r}\left(\frac{\partial\mathbf{l}}{\partial t}\right)^2,\ G = -\hbar(s_1 - s_2)\int d\mathbf{r}\left(\mathbf{A}\frac{\partial\mathbf{l}}{\partial t}\right), \quad (3)$$

где c – характерная скорость, $c = \sqrt{A\omega_{ex}/2\hbar s_0}$, $\mathbf{A} = \mathbf{A}(\mathbf{l})$ – вектор-потенциал поля монополя Дирака, $\mathrm{rot}_{\mathbf{l}}\mathbf{A} = \mathbf{l}$, см., например, недавнюю работу [23]. Знание лагранжиана позволяет записать интегралы движения поля вектора $\mathbf{l}$ и вычислить энергию и импульс солитонов, в частности, движущихся ДС.

Оценим параметры в уравнении для хорошо изученного сплава $\mathrm{Gd_{23}Fe_{68}Co_9}$, для которого ТКС близка к комнатной температуре и исследовалось движение ДС [18]. Для него в ТКС намагниченности $M_{\mathrm{FeCo}} = g_{\mathrm{FeCo}}\mu_{\mathrm{B}}s_1 = 1100$ Гаусс (1.1×10^6 А/м), $M_{\mathrm{Gd}} = g_{\mathrm{Gd}}\mu_{\mathrm{B}}s_2 = 1000$ Гаусс (10^6 А/м), μ_{B} – магнетон Бора, значения g-факторов $g_{\mathrm{FeCo}} = 2.2$, $g_{\mathrm{Gd}} = 2.0$ [18, 24], $A = 5.2\times10^{-12}$ Дж/м [25], энергия обмена подсистем Gd и FeCo $\varepsilon_{\mathrm{Gd-Fe}} = 4.8\times10^{-21}$ Дж/атом [24], что дает $\omega_{ex}/2\pi = 5$ ТГц и $c = 4$ км/с. Эти значения несколько меньше, чем для АФМ типа ортоферритов, поскольку обменная энергия подсистем Gd и FeCo и концентрация Gd относительно малы, см. [24]. Однако величина ω_{ex} на три порядка превышает частоту ω_a, отвечающую энергии анизотропии.

ДС, движущаяся со скоростью v, описывается решением типа простой волны, $\mathbf{l} = \mathbf{l}(\xi)$, $\xi = x - vt$. Удобно записать $\mathbf{l}$ через угловые переменные, $l_z = \cos\theta$, $l_x + il_y = \sin\theta\exp(i\varphi)$, ось z выбрана вдоль легкой оси ФиМ. Уравнения для θ и φ принимают вид

$$A_v\theta'' - A_v(\varphi')^2\sin\theta\cos\theta - \frac{\partial w_r}{\partial\theta} + 2v\nu\hbar s_0\varphi'\sin\theta = 0, \quad (4)$$

$$A_v(\varphi'\sin^2\theta)' - \frac{\partial w_r}{\partial\varphi} - 2v\nu\hbar s_0\theta'\sin\theta = 0, \quad (5)$$

где $A_v = A(1 - v^2/c^2)$ и штрихом обозначена производная по ξ. В общем случае ее решить не удается, но для ФМ с энергией $w_r = (K/2)\sin^2\theta(1 + \rho\sin^2\varphi)$ Уокер построил точное решение вида $\theta = \theta(\xi)$, $\varphi = \mathrm{const}$ [26], см. также [11, 12]. Такая энергия характерна для двухосного магнетика, однако конечное значение параметра ρ возникает и при чисто одноосной симметрии за счет магнитного дипольного взаимодействия, при этом $\rho = 2\pi M_s^2/K$, $M_s = M_{\mathrm{FeCo}} - M_{\mathrm{Gd}}$, в ТКС $M_s \simeq 100$ Гаусс (10^5 А/м) [18] и $\rho \sim 0.5$.

Решение такого же типа справедливо и для ФиМ. Действительно, при $\varphi = \mathrm{const}$ из (4) легко получить

$$l_0(v)\theta' = \pm\sin\theta,\ l_0(v) = \sqrt{\frac{A}{K}}\sqrt{\frac{1 - v^2/c^2}{1 + \rho\sin^2\varphi}}, \quad (6)$$

величина $l_0(v)$ имеет смысл толщины движущейся ДС. Уравнение (6) с учетом (5) дает соотношение параметров φ и скорости ДС v в виде

$$\frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{\sqrt{AK}}{\hbar(s_1-s_2)} \frac{\rho\sin\varphi\cos\varphi}{\sqrt{1+\rho\sin^2\varphi}} \equiv \Phi(\varphi). \quad (7)$$

В левой части уравнения (7) стоит монотонно растущая функция v, правая часть является ограниченной функцией φ, которая обращается в нуль при $\varphi = 0,\ \pi/2,\ \pi$ и т. д. Этим значениям угла φ отвечают неподвижные ДС. Максимальное значение правой части уравнения обозначим v_W,

$$\max[\Phi(\varphi)] \equiv v_W = \frac{\sqrt{AK}}{\hbar(s_1-s_2)}\left(\sqrt{1+\rho}-1\right). \quad (8)$$

При замене $\hbar(s_1-s_2) \to \hbar s_0$ величина v_W совпадает с уокеровской предельной скоростью ДС в ФМ [26]. Эта скорость, в отличие от чисто-обменной "антиферромагнитной" скорости $c \propto \sqrt{A\omega_{ex}}$, пропорциональна $\sqrt{AK}$, т.е. отношение v_W/c содержит малый параметр $\sqrt{\omega_a/\omega_{ex}}$, $\omega_a = \sqrt{K/2\hbar s_0}$. Однако для ФиМ $v_W \propto 1/\nu$ и формально расходится в ТКС. Предельная скорость стенки v_c для ФиМ определяется комбинацией v_W и c,

$$v_c = \frac{cv_W}{\sqrt{c^2+v_W^2}}. \quad (9)$$

Если $v_W \ll c$, предельная скорость близка к v_W, $v_c \approx v_W$, а в характерной "антиферромагнитной" области $\nu \sim \sqrt{\omega_a/\omega_{ex}}$ при $\rho \sim 1$ значения $v_c \le c$. Однако при малых ρ и ν имеет место неаналитическая зависимость v_W от этих параметров, $v_W \propto \rho/\nu$. Таким образом, для ФиМ со сколь угодно малой, но конечной раскомпенсацией предельная скорость v_c обращается в ноль при $\rho = 0$, но точно в ТКС, при $\nu = 0$, и любом $\rho \ne 0$ предельная скорость "обменная" и равна c.

Энергия E и импульс P движущейся ДС (на единицу площади ДС) получаются в виде

$$E = E_0\frac{\sqrt{1+\rho\sin^2\varphi}}{\sqrt{1-v^2/c^2}},\ P = 2\hbar(s_1-s_2)\varphi + \frac{v}{c^2}E, \quad (10)$$

где $E_0 = 2\sqrt{AK}$ – минимальная энергия ДС, и $\varphi = \varphi(v)$, см. (7). В формуле для P первое слагаемое представляет собой "ферромагнитный" вклад, второе же характерно для Лоренц-инвариантной динамики АФМ. Импульс можно вычислить (с точностью до аддитивной постоянной, значение которой выбрано так, чтобы для ДС с минимальной энергией $P = 0$) с использованием теоремы Стокса, см. [23, 27–29]. Справедливость формулы для P легко также верифицировать, используя соотношение $v = dE/dP$.

При изменении угла φ на величину π энергия и скорость стенки не изменяются, а импульс возрастает на величину $P_0 = 2\hbar\pi(s_1-s_2)$. Следовательно, энергия ДС в ФиМ с $\nu \ne 0$ формально является периодической функцией импульса, $E(P+P_0) = E(P)$, величина периода P_0 мала в меру малости параметра раскомпенсации $s_1 - s_2$.

ДС, для которых при $v = 0$ значения $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$, принято называть блоховской и неелевской, соответственно. При $v = 0$ их энергии $E_B = E_0 = 2\sqrt{AK}$ и $E_N = E_0\sqrt{1+\rho} > E_B$. При любом $\nu \ne 0$ при увеличении скорости v значение φ для блоховской стенки увеличивается, а для неелевской уменьшается; при $v = v_c$ обе ДС идентичны. Случай $\nu = 0$ особый: значение угла φ не зависит от v и при любом $v < c$ в двух ДС $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ [30]. Таким образом, для ФиМ при любом ν одному значению скорости соответствуют два типа ДС с различными энергиями, и возникает вопрос об устойчивости одной из них.

Зависимость $E(v)$ не дает ответа на этот вопрос, но его можно связать с законом дисперсии ДС $E = E(P)$ [11]. Для АФМ ($\nu = 0$) энергии ДС суть $E_{B(N)}(P) = \sqrt{E^2_{B(N)} + c^2P^2}$, и зависимость $E(P)$ содержит две ветви, см. рис. 1. ДС с большей энергией неустойчива для всех значений скорости ДС [30]. Для ФМ ситуация противоположная:

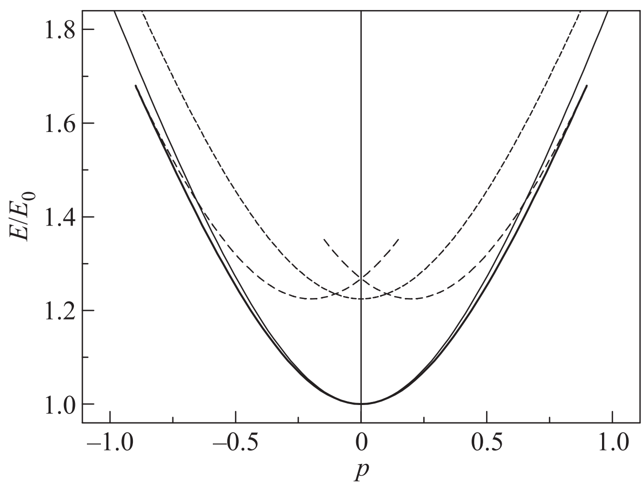

Рис. 1. Зависимость $E(P)$ (в единицах E_0) для двух типов ДС в чистом АФМ ($\nu = 0$) и при малой раскомпенсации ($\bar{\nu} = 0.2$). Здесь и на рис. 2 выбрано значение $\rho = 0.5$ ($\bar{\nu_c} \simeq 0.707$) и обозначено $p = \tilde{P}(2/\pi)$, так что периоду P_0 отвечает $p_0 = 2\bar{\nu}$. Сплошными и штриховыми линиями представлены данные для устойчивой блоховской и неустойчивой неелевской ДС, соответственно

блоховской и неелевской ДС соответствуют различные значения импульса P и зависимость энергии от импульса содержит только одну ветвь, $E_{\mathrm{FM}}(P) = E_0\sqrt{1+\rho\sin^2(\pi P/2P_0)}$, см. [11] и рис. 2.

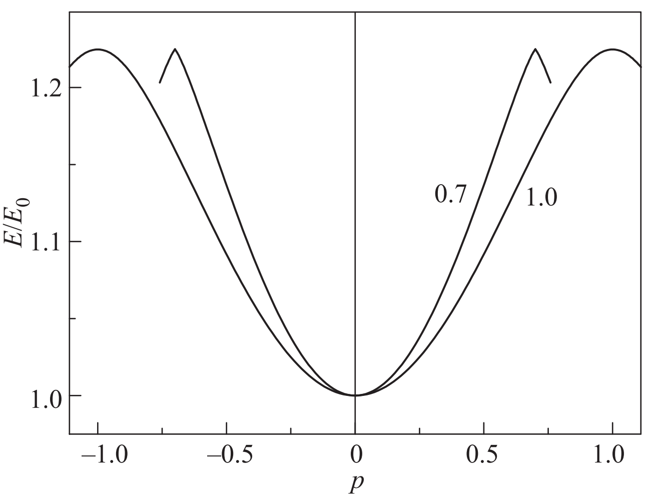

Рис. 2. Зависимость $E(P)$ для случая немалой раскомпенсации $\nu \geq \nu_c$: близкого к критической $\bar{\nu} = 0.7$ и $\bar{\nu} = 1$ (указаны около кривых)

Используем безразмерные переменные $\tilde{P} = cP/E_0$, $\tilde{E} = E/E_0$, $\tilde{v} = v/c$, в этих переменных $\tilde{P} = \bar{\nu}\varphi + \tilde{v}\tilde{E}$ и $\tilde{P}_0 = \bar{\nu}\pi$, где обозначено $\bar{\nu} = \nu\sqrt{\omega_{ex}/\omega_a}$. При $\nu \neq 0$ явный вид функции $E(P)$ записать не удается, но можно получить простую неявную зависимость в виде

$$\tilde{P} = \bar{\nu}\varphi + \frac{\rho}{2\bar{\nu}}\sin 2\varphi,\ \tilde{E} = \sqrt{1+\rho\sin^2\varphi + \frac{\rho^2}{4\bar{\nu}^2}\sin^2 2\varphi}. \tag{11}$$

Легко видеть, что характеры зависимостей $P(\varphi)$ и $E(P)$ качественно изменяются при переходе величины ν через некоторое критическое значение ν_c, $\bar{\nu}_c = \sqrt{\rho}$, см. подробнее Дополнительные материалы. Если $\nu > \nu_c$, то импульс ДС монотонно растет с ростом φ, а максимальное значение энергии $E_{\max} = E_N$ отвечает неподвижной неелевской стенке, для которой $\varphi = \pm\pi/2$ и $P = \pm P_0/2$. Таким образом, зависимость $E(P)$ при $\nu > \nu_c$ качественно такая же, как для ФМ; она периодическая и каждому значению импульса отвечает только одно значение энергии, см. рис. 2. Количественное отличие динамики ДС в ФиМ от случая ФМ состоит в том, что при $\nu \geq \nu_c$ в зависимости $E(P)$ имеют место достаточно протяженные участки, где $v = dE(P)/dP \sim v_c$.

Если же $\nu < \nu_c$, то функция $P(\varphi)$ немонотонная, а максимальное значение энергии $E_{\max}$ больше, чем E_N; соответствующее значение $P_{\max} > P_0/2$. В этом случае возникают, как и в чистом АФМ, две ветви зависимости $E(P)$, т.е. каждому значению импульса отвечают два значения энергии, см. рис. 1. По аналогии со случаем АФМ можно предположить, что неелевская стенка при $\nu < \nu_c$ абсолютно неустойчива. Проблема устойчивости является ключевой для анализа движения ДС с большой скоростью.

Для анализа устойчивости движущейся ДС рассмотрим малые возмущения на ее фоне. В полных уравнениях для $\theta(x,t)$, $\varphi(x,t)$ сделаем преобразование Лоренца $(x,\ t \to \xi,\ \tau)$ и запишем $\theta(\xi,\tau) = \theta(\xi) + f(\xi)\exp(i\omega\tau)$, $\varphi(\xi,\tau) = \varphi + [g(\xi)/\sin\theta]\exp(i\omega\tau)$, где $\theta(\xi)$, φ описывают невозмущенную ДС. Далее в этом абзаце будем использовать безразмерную переменную $x = \xi/l_0(v)$ и измерять скорость и частоту в единицах c и $c/l_0(v)$. Линеаризованные уравнения для f и g имеют вид

$$(\mathcal{H}-\omega^2)f - vG(g\tanh x - g') = ig\omega G, \tag{12}$$
$$(\mathcal{H}-\omega^2 + B\cos 2\varphi)g - vG(f\tanh x + f') = -if\omega G,$$

где $\mathcal{H} = -d^2/dx^2 + 1 - 2/\cosh^2 x$ – оператор Шредингера с безотражательным потенциалом, для которого известен полный набор собственных функций, $\mathcal{H}\psi_0 = 0$, $\psi_0 \propto 1/\cosh x$, и $\mathcal{H}\psi_k = (1+k^2)\psi_k$, см., например, [17], и введены обозначения

$$G = \frac{\bar{\nu}}{\sqrt{(1-v^2)(1+\rho\sin^2\varphi)}},\ B = \frac{\rho}{(1+\rho\sin^2\varphi)}. \tag{13}$$

При $\nu = 0$ $(G = 0)$ уравнения (12) не зависят явно от скорости ДС (Лоренц-инвариантность). Для трансляционной моды с $\omega = 0$ функции $f \propto \psi_0$, $g = 0$. Для второго решения $g \propto \psi_0$, $f = 0$, $\omega^2 = B\cos 2\varphi$, что и определяет нестабильность ДС с $\varphi = \pi/2$. Для неподвижной стенки при $\nu \neq 0$ (значение $\cos 2\varphi = \pm 1$) решение с $\omega^2 \neq 0$ имеет ненулевые $(f,\ g) \propto \psi_0$ и частоту $\omega^2 = G^2 + B\cos 2\varphi = G^2 \pm B$. Неелевская ДС с $v = 0$ стабильна при $G^2 > B$, т.е. $\nu > \nu_c$, и теряет устойчивость при малых $\nu < \nu_c$, где $\bar{\nu}_c = \sqrt{\rho}$, введенное выше критическое значение. Для движущейся ДС анализ сложнее, но вблизи точки потери устойчивости ДС можно получить, см. Дополнительные материалы

$$(1+\rho\sin^2\varphi)\omega^2 = \rho\cos 2\varphi + \nu^2. \tag{14}$$

Легко увидеть, что величина ω^2 пропорциональна $dP/d\varphi$, см. (11). Как отмечалось выше, при достаточно большой раскомпенсации $\nu > \nu_c$ зависимость $P(\varphi)$ монотонная и функция $E(P)$ имеет одну ветвь. В этом случае все ДС стабильны. Для малых $\nu < \nu_c$ зависимость $P(\varphi)$ немонотонная и закон дисперсии

$E(P)$ состоит из двух ветвей. Участок с $dP/d\varphi < 0$ отвечает верхней ветви зависимости $E(P)$ и ДС этой ветви неустойчивы. Таким образом, вопрос об устойчивости ДС можно связать с характером зависимости энергии стенок от импульса P. Важно заметить, что хотя и в случае $0 < \nu < \nu_c$ для полного спектра формально сохраняется условие $E(P + P_0) = E(P)$, говорить о периодической зависимости $E(P)$ не имеет особого смысла, поскольку этот спектр содержит как устойчивые, так и неустойчивые участки. В случае $\nu < \nu_c$ устойчивым стенкам отвечают только состояния нижней ветви, которые существуют при $|P| \leq P_{\max}$, и значения энергии ограничены сверху величиной $E_{\max} = E(P_{\max})$. Отметим, что спектр такого типа (с точкой окончания) известен для ротонов в сверхтекучем гелии [31]. Несмотря на различие физических свойств квантовых квазичастиц – ротонов и классических (точнее, квазиклассических для низкоразмерных магнетиков) возбуждений – доменных стенок, причина появления точки окончания одна и та же: потеря устойчивости (ротоны теряют устойчивость относительно процессов распада [31]). Если $\nu \to 0$, значения $P_{\max}$ и $E_{\max}$ неограниченно возрастают, и зависимость $E(P)$ становится такой же, как для АФМ.

Таким образом, характер динамики ДС в ФиМ значительно более сложный, чем для рассмотренных ранее случаев АФМ или ФМ: при достаточно малом значении раскомпенсации спинов $\nu = (s_1 - s_2)/(s_1 + s_2)$ происходит качественное изменение зависимости $E(P)$. Если $\nu > \nu_c$, эта зависимость периодическая, а при $\nu < \nu_c$ спектр устойчивых ДС имеет точку окончания при конечных $P = P_{\max}$ и $E_{\max}$. Предельная скорость ДС резко возрастает при $\nu < \nu_c$, см. формулу (9). Этот вывод можно проверить экспериментально путем анализа вынужденного движения доменной границы под действием внешней силы F, созданной магнитным полем, направленным вдоль легкой оси магнетика [14] или спин-поляризованным током [16] при учете диссипации. Для слабой диссипации предельная скорость достигается при малом значении силы, так что структура стенки определяется выражениями, полученными без учета диссипации и внешней силы. Характер движения определяется уравнением $dP/dt = F_{\text{diss}} + F$, где $F_{\text{diss}} \propto -E(v)/v$ – сила торможения. Скорость стационарного движения определяется из условия компенсации сил, $F_{\text{diss}} + F = 0$, см. подробнее Дополнительные материалы. К сожалению, в работе [18] экспериментальные и численные данные приведены только для скорости ДС $v \leq 1.5$ км/с, что существенно меньше, чем $c = 4$ км/с, и даже предельную скорость ДС, близкую к c при малых $\nu \sim \nu_c$, определить не удается.

Работа поддержана финансово программой НИТУ "МИСиС" (проект # К2-2019-006, осуществляемый постановлением правительства РФ от 16 марта 2013 года N 211) и ОЦП КНУ при НАНУ (проект "Элементы сверхбыстрых нейронных систем на основе АФМ спинтронных наноструктур").

---

1. D. Atkinson, D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, and R. P. Cowburn, Nature Mat. **2**, 85 (2003).
2. A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, Phys. Rev. Lett. **92**, 077205 (2004).
3. M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, Science **320**, 209 (2008).
4. A. Hoffmann and S. D. Bader, Phys. Rev. Appl. **4**, 047001 (2015).
5. G. Tatara and H. Kohno, Phys. Rev. Lett. **92**, 086601 (2004).
6. A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, EPL (Europhysics Letters) **69**, 990 (2005).
7. O. A. Tretiakov, D. Clarke, G.-W. Chern, Y. B. Bazaliy, and O. Tchernyshyov, Phys. Rev. Lett. **100**, 127204 (2008).
8. A. V. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov, V. Nikitin, M. Krounbi, K. A. Zvezdin, A. Anane, J. Grollier, and A. Fert, Phys. Rev. B **87**, 020402 (2013).
9. J. Shibata, G. Tatara, and H. Kohno, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 384004 (2011).
10. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, Science **320**, 190 (2008).
11. A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, Phys. Rep. **194**, 117 (1990).
12. А. Б. Борисов, В. В. Киселев, *Нелинейные волны, солитоны и локализованные структуры в магнетиках*, в 2 т., УроРАН, Екатеринбург (2009).
13. M. V. Chetkin and A. de la Campa, JETP Lett. **27**, 157 (1978).
14. V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, and M. V. Chetkin, Usp. Fiz. Nauk **146**, 417 (1985).
15. V. G. Bar'yakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, and S. N. Gadetskii, *Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory*, Springer Tracts in Modern Physics **129**, Springer-Verlag, Berlin (1994).
16. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Rev. Lett. **117**, 017202 (2016).
17. B. A. Ivanov and A. L. Sukstansky, ZhETF **84**, 370 (1983).
18. K.-J. Kim, S. K. Kim, Y. Hirata, Se-Hyeok Oh, T. Tono, D.-H. Kim, T. Okuno, W. S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.-J. Lee, and T. Ono, Nature Mater. **16**, 1187 (2017).

19. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
20. E. G. Galkina and B. A. Ivanov, Low Temp. Phys. **44**, 618 (2018); doi: 10.1063/1.5041427.
21. A. B. Borisov, V. V. Kiselev, and G. G. Talutz, Solid State Comm. **44**, 411 (1982).
22. Б. А. Иванов, ФНТ **45**, 1095 (2019).
23. O. Tchernyshyov, Ann. Phys. (N. Y.) **363**, 98 (2015).
24. T. A. Ostler, R. F. L. Evans, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, I. Radu, R. Abrudan, F. Radu, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, T. Rasing, and A. Kimel, Phys. Rev. B **84**, 024407 (2011).
25. D. Raasch, J. Reck, C. Mathieu, and B. Hillebrands, J. Appl. Phys. **76**, 1145 (1994).
26. L. R. Walker, *Dynamics of domain walls*, in: *Magnetism*, ed. by G. T. Rado and H. Suhi, Pergamon, N.Y. (1963), v. 3, p. 451.
27. A. A. Thiele, J. Appl. Phys. **47**, 2759 (1976).
28. E. G. Galkina and B. A. Ivanov, JETP Lett. **71**, 259 (2000).
29. E. G. Galkina, B. A. Ivanov, S. Savel'ev, and F. Nori, Phys. Rev. B **77**, 134425 (2008).
30. V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, and A. L. Sukstansky, ZhETF **78**, 1509 (1980).
31. И. М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, М. (1971).