

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СИСТЕМЕ ИЗ ДВУХ МАГНИТНЫХ СЛОЕВ

А. К. Звездин

Институт общей физики Российской академии наук
117942, Москва, Россия

В. В. Костюченко*

Институт микроэлектроники Российской академии наук
150007, Ярославль, Россия

Поступила в редакцию 22 января 1999 г.

Исследована нелинейная динамика намагниченности в *spin-valve*-структуре. Получены уравнения динамики намагниченности для данной системы. Исследована устойчивость решения, соответствующего покоящейся плоской доменной границе. Выполнено исследование нелинейной динамики доменной границы в приближении сильного обменного взаимодействия между магнитными слоями и в приближении большой магнитостатической энергии. Показано, что в первом случае уравнения нелинейной динамики аналогичны уравнениям динамики намагниченности для слабого ферромагнетика, а во втором — уравнениям движения магнитного вихря (т.е. вертикальной блоховской линии) вдоль доменной границы.

PACS: 75.70

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что динамические уравнения для антиферромагнетиков существенно отличаются от уравнений Ландау и Лифшица [1] для ферромагнетика (см., например, [2]). Особенно ясно это различие проявляется в случае нелинейной динамики намагниченности (см. [3, 4] и ссылки там же). Следует отметить, что как теоретически, так и экспериментально наиболее полно изучена динамика топологических солитонов типа кинка (доменных границ) в слабых ферромагнетиках [4]. Выполненные в этой области исследования позволили обнаружить много интересных явлений в области физики нелинейных волн и магнитных явлений.

Системы, состоящие из нескольких магнитных слоев с антиферромагнитным взаимодействием между слоями, являются в определенном смысле родственными двухподрешеточным магнетикам. Исследование в магнитных сверхрешетках фазовых переходов, связанных с изменением намагниченности во всем объеме сверхрешетки, показало, что двухподрешеточное приближение справедливо в пределе большого числа слоев [5]. Однако следует отметить, что в сверхрешетках с конечным числом слоев возможны фазовые переходы, связанные с изменением намагниченности только вблизи

*E-mail: vk@postoff.ics.ac.ru

поверхности, — поверхностные спин-флоп-переходы [6–9]. Чтобы избежать необходимости учитывать эффекты, связанные с поверхностью, мы рассмотрим структуру, в которой двухподрешеточное приближение заведомо справедливо, — систему из двух магнитных слоев.

Однако между обычными двухподрешеточными антиферромагнетиками и многослойными магнитными структурами есть и фундаментальное различие. В обычных антиферромагнетиках имеет место четкая иерархия энергетических масштабов $J \gg K \gg \hbar$, где J — обменная энергия, K — энергия анизотропии, \hbar — энергия Зеемана. В магнитных многослойных структурах все эти величины могут быть одного порядка. Уже исследование статических свойств данных материалов показывает, что это различие приводит к более богатой фазовой диаграмме для фазовых переходов (см., например, [10, 11]). Естественно ожидать, что данное различие приведет и к существенному изменению динамических свойств. Это заключение подтверждается, в частности, теоретическими исследованиями структуры доменной границы в классической антиферромагнитной цепочке спинов, выполненными в работе [12] в континуальном приближении.

В данной работе мы последовательно рассмотрим динамику доменных границ в системе, состоящей из двух магнитных слоев с антиферромагнитным взаимодействием между слоями. В разд. 2 выведем уравнения динамики намагниченности для данной системы, исходя из выражения для плотности лагранжиана для одноподрешеточного ферромагнетика. Полученная в разд. 2 система уравнений аналогична уравнениям динамики для двухподрешеточного антиферромагнетика.

Данная система уравнений допускает точное статическое решение, которое имеет вид стенки Нееля в каждом слое. Обменное взаимодействие между слоями приводит к связи стенок Нееля таким образом, что угол между векторами намагниченности в слоях не зависит от координат, направленных вдоль слоя, и равен π . Схематическое изображение данной структуры приведено на рис. 1. Такая структура доменной границы является устойчивой только для малой величины биквадратичной обменной энергии между слоями. Если энергия биквадратичного обмена между слоями превышает энергию гейзенберговского обмена, то доменная граница с постоянным углом между векторами намагниченности в слоях больше не удовлетворяет условию минимума термодинамического потенциала, т. е. происходит спонтанное нарушение симметрии доменных границ. Детально условие устойчивости симметричной доменной границы исследуется в разд. 3.

При движении доменной границы возникающие из-за вращения намагниченности в ее центре динамические моменты вызывают отклонение векторов намагниченности от плоскости слоя. Описание динамики доменной границы для данной системы в общем

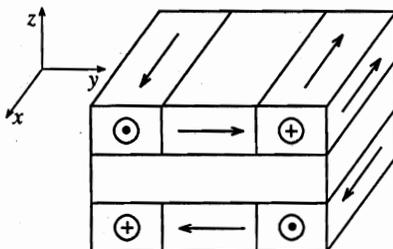


Рис. 1. Схематическое изображение структуры покоящейся доменной границы

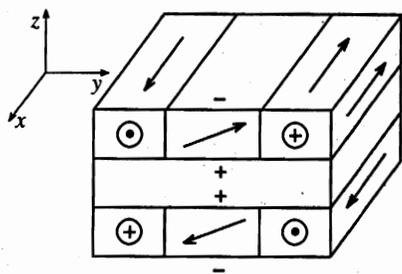


Рис. 2

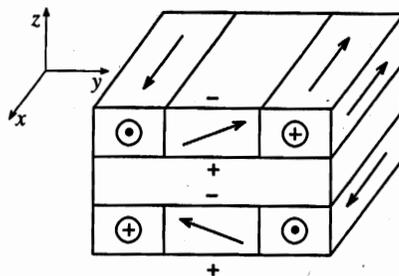


Рис. 3

Рис. 2. Схематическое изображение структуры движущейся доменной границы. Случай сильного обменного взаимодействия между слоями

Рис. 3. Схематическое изображение структуры движущейся доменной границы. Случай преобладания магнитостатической энергии

виде вряд ли возможно, так как в зависимости от того, какой физический механизм является преобладающим, существенно меняются ее динамические свойства. В данной работе мы рассмотрим два предельных случая — сильной обменной связи между слоями и большой магнитостатической энергии.

В разд. 4 рассмотрен случай сильной обменной связи между слоями. Схематическое изображение структуры доменной границы в динамике для этого случая приведено на рис. 2. В данной структуре возникают одноименные магнитные заряды вблизи поверхности немагнитной прослойки. Их взаимодействие приводит к дополнительному увеличению магнитостатической энергии. С точки зрения физики явления ситуация такая же, как в случае доменной границы в двухподрешеточном антиферромагнетике. То, что уравнения динамики, полученные в разд. 4, аналогичны уравнениям динамики доменной границы для слабого ферромагнетика, подтверждает это заключение. В этом приближении доменная граница представляет собой солитон (кинк) уравнения синус-Гордон. Выражения для его толщины и скорости приведены в разд. 4.

Совершенно иначе выглядит картина динамики доменной границы, если преобладает магнитостатическая энергия, как, например, в слоистых системах типа Fe/Cr/Fe или Co/Cu/Co, в которых магнитостатическая энергия превышает обменную на порядок (см., например, [13] и ссылки там же). В этом случае магнитные заряды на поверхности немагнитного слоя имеют разные знаки и частично компенсируют увеличение магнитостатической энергии, обусловленной отклонением векторов намагниченности от плоскости магнитного слоя в центре доменной границы (см. рис. 3). Такая структура доменной границы в динамике напоминает распределение намагниченности вблизи ее центра при движении блоховской линии. Это качественное соображение подтверждается выполненными в разд. 5 расчетами. В случае малого отклонения векторов намагниченности от плоскости слоев уравнения динамики доменной границы аналогичны уравнениям движения взаимодействующих между собой вертикальных блоховских линий (см., например, [14]). Для малой величины одноосной анизотропии система уравнений, описывающая динамику такого образования, редуцируется к системе связанных

уравнений типа синус-Гордон. Однако в этом случае скорость доменной границы и ее толщина отличаются от полученных в разд. 4.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Мы полагаем, что толщина каждого магнитного слоя (d) меньше толщины доменной границы в объемном образце ($d \ll \Delta$). Пусть ось z направлена вдоль нормали к плоскости слоев. Тогда зависимостью намагниченности от координаты z внутри каждого слоя можно пренебречь. В рамках данного приближения задача расчета зависимости намагниченности $\mathbf{M}(x, y, z, t)$ от трех пространственных координат и времени сводится к задаче расчета зависимости двух величин, $M_1(x, y, t)$ и $M_2(x, y, t)$, только от двух пространственных координат и времени, где M_i — намагниченность в i -м магнитном слое.

При исследовании динамики доменной границы в такой двухслойной магнитной структуре будем исходить из вариационного принципа:

$$\delta \int L_S dS dt = 0. \tag{1}$$

Плотность лагранжиана L_S удобно выразить в угловых переменных θ_i и φ_i , которые определяют ориентацию намагниченности в i -м магнитном слое. Полярные углы θ_i отсчитываются от оси z , а азимутальные φ_i — от оси x в плоскости xy .

В угловых переменных θ_i, φ_i лагранжиан L_S имеет вид

$$\begin{aligned} L_S = & \sum_{i=1}^2 \left[\frac{M}{\gamma} \dot{\varphi}_i \cos \theta_i + 2\pi M^2 \cos^2 \theta_i - MH \sin \theta_i \cos \varphi_i + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} K \sin^2 \theta_i \sin^2 \varphi_i + \frac{1}{2} A [(\nabla \theta_i)^2 + \sin^2 \theta_i (\nabla \varphi_i)^2] \right] + \\ & + \frac{1}{2} J_1 [\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] + \\ & + \frac{1}{2} J_2 [\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]^2, \end{aligned} \tag{2}$$

где γ — гиромангнитное отношение, M — намагниченность в каждом ферромагнитном слое, H — внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси x , K — константа одноосной анизотропии, A — константа неоднородного обмена, а J_1 и J_2 — соответственно константы гейзенберговского и биквадратичного обменного взаимодействия между магнитными слоями. Соотношение (2) получено из выражения плотности лагранжиана для одноподрешеточного ферромагнетика с учетом обменного взаимодействия между магнитными слоями.

Из (2) следует система уравнений, описывающая динамику доменной границы:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} K \sin^2 \theta_1 \sin(2\varphi_1) + MH \sin \theta_1 \sin \varphi_1 + \frac{M}{\gamma} \dot{\theta}_1 \sin \theta_1 - \\ & - A \nabla (\sin^2 \theta_1 (\nabla \varphi_1)) - \frac{1}{2} J_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) - \\ & - J_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) [\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \\ & + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] = 0, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{2} \sin(2\theta_1) [K \sin^2 \varphi_1 + A (\nabla \varphi_1)^2 - 4\pi M^2] - A \nabla^2 \theta_1 - \\
& - MH \cos \theta_1 \cos \varphi_1 - \frac{M}{\gamma} \dot{\varphi}_1 \sin \theta_1 + \\
& + \frac{1}{2} J_1 [-\sin \theta_1 \cos \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] + \\
& + J_2 [\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] \times \\
& \times [-\sin \theta_1 \cos \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] = 0.
\end{aligned} \tag{4}$$

Уравнения для θ_2, φ_2 имеют аналогичный вид с точностью до перестановки индексов $1 \leftrightarrow 2$.

Система уравнений (3), (4) имеет очень большое число всевозможных типов решений. В данной работе мы рассмотрим случай, когда угол между векторами намагниченности в слоях близок к π . Необходимым условием для этого является условие устойчивости антиферромагнитной фазы для однородного образца (т.е. при отсутствии доменных границ). Это условие имеет вид (см., например, [10])

$$H < \sqrt{2K(J_1 - 2J_2) + K^2}/M. \tag{5}$$

3. ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ТОЧНОГО СТАТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ

Очень важным является случай, когда угол между векторами намагниченности в слоях сохраняет постоянное значение, равное π . Этому условию удовлетворяет точное статическое решение системы уравнений (3), (4), которое соответствует покоящейся доменной границе,

$$\theta_1^0 = \theta_2^0 = \frac{\pi}{2}, \quad \varphi_1^0 = \varphi_2^0 - \pi = 2 \operatorname{arctg} \left[\exp \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right], \tag{6}$$

где $\Delta = \sqrt{A/K}$. Нетрудно заметить, что для существования такого решения необходимо выполнение условия $H = 0$. Подставим в (3), (4) $\theta_i = \theta_i^0 + \delta\theta_i, \varphi_i = \varphi_i^0 + \delta\varphi_i$. Тогда в линейном по $\delta\theta_i, \delta\varphi_i$ приближении систему уравнений (3), (4) можно представить в виде

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \hat{D}\mathbf{q}, \tag{7}$$

где $\mathbf{q} = \{\delta\varphi_1, \delta\varphi_2, \delta\theta_1, \delta\theta_2\}$,

$$\hat{D} = \frac{\gamma}{M} \begin{bmatrix} 0 & 0 & K - \hat{P} - 4\pi M^2 & -\frac{J_1}{2} + J_2 \\ 0 & 0 & -\frac{J_1}{2} + J_2 & K - \hat{P} - 4\pi M^2 \\ \hat{P} & -\frac{J_1}{2} + J_2 & 0 & 0 \\ -\frac{J_1}{2} + J_2 & \hat{P} & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\hat{P} = K\hat{N} + \frac{J_1}{2} - J_2, \quad \hat{N} = -\frac{\partial^2}{\partial y'^2} + 1 - 2\text{sech } y', \quad y' = \frac{y}{\Delta}.$$

Решение системы (3), (4) устойчиво, если действительные части собственных значений оператора \hat{D} неположительны. Собственные функции и собственные значения оператора \hat{N} хорошо известны (см., например, [15]). Дискретному спектру соответствует собственная функция $f_b = \text{sech } y'$ с собственным значением $\omega_b = 0$, а непрерывному спектру — собственная функция

$$f_x = \frac{(\chi + i \text{th } y') \exp(i\chi y')}{\sqrt{1 + \chi^2}}$$

с собственным значением $\omega_x^2 = 1 + \chi^2$. Используя эти данные, легко вычислить собственные значения оператора \hat{D} . Дискретному спектру соответствуют собственные значения

$$\lambda_{1,2} = 0, \quad \lambda_{3,4} = \pm \sqrt{(J_1 - 2J_2)(K - 4\pi M^2)}, \quad (8)$$

а непрерывному —

$$\lambda_{1,2}(\chi) = \pm \left\{ 2K\sqrt{1 + \chi^2} \left[K \left(1 - \sqrt{1 + \chi^2} \right) + 2J_2 - J_1 - 4\pi M^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

$$\lambda_{3,4}(\chi) = \pm \sqrt{2} \left\{ \left[K \left(1 - \sqrt{1 + \chi^2} \right) - 4\pi M^2 \right] \left[J_1 - 2J_2 + K\sqrt{1 + \chi^2} \right] \right\}^{1/2}.$$

Так как обычно в тонких магнитных слоях $K < 4\pi M^2$, условие устойчивости решений (3) можно представить в виде $J_1 > 2J_2$.

Следовательно, при малой величине биквадратичной обменной энергии ($J_1 > 2J_2$) угол между векторами намагниченности в соседних слоях является величиной постоянной и не зависит от координат в плоскости доменной границы. Если же $J_1 < 2J_2$, угол между векторами намагниченности в соседних слоях является функцией координаты, перпендикулярной к плоскости доменной границы, и траектория намагниченности в доменной стенке имеет существенно более сложный вид.

Так как обычно $J_1 \gg J_2$ за исключением некоторых специальных случаев, ниже мы будем считать, что $J_2 = 0$ и, следовательно, статическая доменная граница (3), (4) устойчива.

4. СЛУЧАЙ СИЛЬНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ СЛОЯМИ

В динамике наличие в уравнениях (3), (4) слагаемых пропорциональных $\theta_i \sin \theta_i$ и $\dot{\varphi}_i \sin \theta_i$, связанных с вращением намагниченности в центре кинка, приводит к отклонению вектора намагниченности от плоскости магнитного слоя. Влиянию этого динамического фактора противодействуют два статических. Один из них связан с антиферромагнитным взаимодействием между слоями и стремится ориентировать векторы намагниченности в слоях антипараллельно. Второй — с магнитостатической энергией,

которая препятствует отклонению вектора намагниченности от плоскости слоев. Таким образом, динамика намагниченности определяется тем, какой из этих двух факторов преобладает. В данном разделе мы рассмотрим случай $J_1 \gg 4\pi M^2$ и $J_1 \gg K$, т.е. случай сильной обменной связи между слоями. В данной ситуации угол между векторами намагниченности в соседних слоях близок к π . Поэтому удобно перейти к угловым переменным

$$\begin{cases} \theta_1 = \theta + \varepsilon, \\ \theta_2 = \pi - \theta + \varepsilon, \end{cases} \quad \begin{cases} \varphi_1 = \varphi + \beta, \\ \varphi_2 = \pi + \varphi - \beta, \end{cases} \quad (10)$$

где $\varepsilon, \beta \ll 1$. Плотность лагранжиана L_S в низшем по ε, β порядке определяется выражением

$$\begin{aligned} L_S = & \frac{2M}{\gamma} (\dot{\beta} \cos \theta - \varepsilon \dot{\varphi} \sin \theta) + 4\pi M^2 \cos^2 \theta + \\ & + J_1 (\varepsilon^2 + \beta^2 \sin^2 \theta) - 2MH (\varepsilon \cos \theta \cos \varphi - \beta \sin \theta \sin \varphi) + \\ & + K \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + A [(\nabla \theta)^2 + \sin^2 \theta (\nabla \varphi)^2], \end{aligned} \quad (11)$$

а уравнения динамики можно представить в виде

$$\varepsilon = \frac{MH}{J_1} \cos \theta \cos \varphi + \frac{M}{\gamma J_1} \dot{\varphi} \sin \theta, \quad (12)$$

$$J_1 \beta \sin \theta + MH \sin \varphi + \frac{M}{\gamma} \dot{\theta} = 0, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} -\frac{2M}{\gamma} (\dot{\beta} \sin \theta + \varepsilon \dot{\varphi} \cos \theta) - 4\pi M^2 \sin(2\theta) + K \sin(2\theta) \sin^2 \varphi + \\ + J_1 \beta^2 \sin(2\theta) + 2MH (\varepsilon \sin \theta \cos \varphi + \beta \cos \theta \sin \varphi) + \\ + A \sin(2\theta) (\nabla \varphi)^2 - 2A \nabla^2 \theta = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} K \sin^2 \theta \sin 2\varphi + 2MH (\varepsilon \cos \theta \sin \varphi + \beta \sin \theta \cos \varphi) + \\ + \frac{M}{\gamma} (\dot{\varepsilon} \sin \theta + \varepsilon \dot{\theta} \cos \theta) - 2A \nabla (\sin^2 \theta \nabla \varphi) = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Если внешнее магнитное поле мало, то в уравнениях (12)–(15) можно положить $\theta \simeq \pi/2$. (Более строгое условие применимости данного приближения будет получено ниже.) Тогда из уравнений (12), (13) получаем следующие выражения для ε, β :

$$\varepsilon = \frac{M\dot{\varphi}}{\gamma J_1}, \quad \beta = -\frac{MH}{J_1} \sin \varphi. \quad (16)$$

Подставив (16) в (15), получим уравнение для φ :

$$\bar{\Delta}^2 \left(\frac{1}{c^2} \ddot{\varphi} - \nabla^2 \varphi \right) + \frac{1}{2} \sin(2\varphi) = 0, \quad (17)$$

где $c = \gamma \sqrt{2AJ_1}/M$, $\bar{\Delta} = \Delta / \sqrt{1 - (MH)^2 / KJ_1}$. Уравнение (17) является уравнением синус-Гордон, точные многосолитонные решения которого хорошо известны. Доменной границе соответствует решение типа движущегося кинка:

$$\varphi = \pm 2 \operatorname{arctg} \left[\exp \left(\pm \frac{y - vt}{\Delta \sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) \right]. \quad (18)$$

Рассмотрим теперь более подробно вопрос о применимости использованных в данном разделе приближений. Из условий $\varepsilon \ll 1$ и $\beta \ll 1$ следует $|MH|/J_1 \ll 1$ и $vM/J_1\gamma\Delta\sqrt{1 - v^2/c^2} \ll 1$. Первое из этих условий означает, что энергия Зеемана должна быть малой по сравнению с энергией обмена Гейзенберга между магнитными слоями. Второе условие показывает, что вблизи предельной скорости $v \sim c$ данное приближение неприменимо. Рассмотрим теперь вопрос о применимости приближения $|\theta - \pi/2| \ll 1$. Из уравнения (15) легко получить оценку

$$\left| \theta - \frac{\pi}{2} \right| \simeq \frac{M^2 H v}{J_1 \gamma \Delta \sqrt{1 - v^2/c^2} |K - 4\pi M^2 + (MH)^2/J_1|} \ll 1. \quad (19)$$

Нетрудно заметить, что с учетом ранее использованных приближений данное условие выполняется автоматически.

Полученные уравнения (12)–(15) аналогичны уравнениям, описывающим динамику намагниченности в двухподрешеточном антиферромагнетике (см., например, [16]). Поэтому рассмотренное выше приближение можно назвать приближением антиферромагнетика.

5. СЛУЧАЙ ПРЕОБЛАДАНИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Рассмотрим теперь случай слабого обменного взаимодействия между слоями. Если толщина прослойки между магнитными слоями составляет десятки ангстрем, то обменное взаимодействие между слоями мало по сравнению с магнитостатической энергией. Например, для системы Fe/Cr/Fe имеем $J_1/(4\pi M^2) \sim 0.1$ (см., например, [13]), т. е. возникает ситуация, обратная рассмотренной в предыдущем разделе.

Магнитостатическая энергия препятствует отклонению вектора намагниченности от плоскости магнитных слоев. Так как она в данном случае доминирует, удобно перейти в (2) к переменным

$$\alpha_i = \pi/2 - \theta_i. \quad (20)$$

Так как $\alpha_i \ll 1$, можно упростить выражение для плотности лагранжиана (2), оставляя в каждом слагаемом только члены, имеющие самый низкий порядок по α_i . В этом приближении плотность лагранжиана равна

$$L_S = \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{M}{\gamma} \alpha_i \dot{\varphi}_i + 2\pi M^2 \alpha_i^2 + \frac{1}{2} K \sin^2 \varphi_i + \frac{1}{2} A [(\nabla \varphi_i)^2 + (\nabla \alpha_i)^2] - MH \cos \varphi_i \right\} + \frac{1}{2} J_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (21)$$

а уравнения движения имеют вид

$$-\frac{M}{\gamma} \ddot{\alpha}_i + \frac{1}{2} K \sin(2\varphi_i) - A \nabla^2 \varphi_i + MH \sin \varphi_i = \frac{1}{2} J_1 \sin(\varphi_i - \varphi_{i\pm 1}), \quad (22)$$

$$\frac{M}{\gamma} \dot{\varphi}_i + 4\pi M^2 \alpha_i - A \nabla^2 \alpha_i = 0, \quad i = 1, 2. \quad (23)$$

Если отбросить слагаемые в правой части уравнения (22), то полученные уравнения аналогичны уравнениям движения вертикальной блоховской линии в плоской доменной границе (см., например, [17]). Поэтому данное приближение удобно назвать приближением блоховской линии.

В случае большой величины намагниченности уравнения (22), (23) можно свести к системе уравнений типа синус-Гордон. Действительно, если магнитостатическая энергия превышает энергию анизотропии ($4\pi M^2/K \gg 1$), то значения α_i малы и слагаемыми $\sim A \nabla^2 \alpha_i$ можно пренебречь. Тогда

$$\alpha_i = -\frac{\varphi_i}{4\pi M \gamma}. \quad (24)$$

Подставив (24) в (22), получим систему уравнений

$$\Delta^2 \left(\frac{1}{c_1^2} \dot{\varphi}_i - \nabla^2 \varphi_i \right) + \frac{1}{2} \sin(2\varphi_i) + \frac{MH}{K} \sin \varphi_i = \frac{J_1}{K} \sin(\varphi_i - \varphi_{i\pm 1}), \quad (25)$$

где $c_1 = 2\gamma\sqrt{\pi A}$. Исследование решений данной системы уравнений выполнено в работе [18].

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В магнитных мультислоях с малой толщиной немагнитной прослойки (порядка нескольких монослоев) величина обменного взаимодействия между слоями может составлять $J = J_1 d \sim 0.1$ эрг/см². Таким образом, для материалов с большой величиной намагниченности (типа Fe или Co) с $M \geq 10^3$ Гс мы имеем $J_1 \ll 2\pi M^2$. В этом случае для описания динамики намагниченности можно использовать «приближение вертикальных блоховских линий». Если при этом толщина магнитных слоев мала, то выполняется также и соотношение $K \ll 4\pi M^2$ и для описания динамики намагниченности можно использовать систему связанных уравнений (25) типа синус-Гордон. В этом случае предельная скорость c_1 определяется величиной обменного взаимодействия внутри слоя и для Fe, Co с $A \simeq 10^{-6}$ эрг/см³ составляет величину $c_1 \sim 10^4$ см/с.

В случае же магнитных слоев с малой величиной намагниченности ($M \leq 100$ Гс) и с сильным обменным взаимодействием между слоями ($J \sim 0.1$ эрг/см²) возникает обратная ситуация: $J_1 \gg 2\pi M^2$. Тогда справедливо приближение «слабого ферромагнетика» и динамика намагниченности в *spin-valve*-структуре отвечает уравнениям (16), (17). В этих условиях динамика намагниченности описывается уравнением типа синус-Гордон. Выражение для предельной скорости c движения уединенной волны можно представить в виде

$$c = c_1 \sqrt{J_1 / 2\pi M^2}. \quad (26)$$

Так как $J_1 \gg 2\pi M^2$, то в этом случае предельная скорость доменной границы в несколько раз больше, чем в случае преобладания магнитостатической энергии.

Как при увеличении толщины немагнитной прослойки, так и при увеличении толщины магнитных слоев отношение $J_1/2\pi M^2$ уменьшается, и условие применимости приближения «слабого ферромагнетика» нарушается. Таким образом, приближение «слабого ферромагнетика» справедливо только для тонких слоев с большой величиной обменной энергии между слоями и малой величиной намагниченности в слоях. Оно достаточно легко может быть нарушено. Приближение вертикальных блоховских границ имеет существенно более широкую область применимости.

7. ВЫВОДЫ

В данной работе мы вывели уравнения нелинейной динамики намагниченности в системе из двух магнитных слоев. Полученная система уравнений допускает точное статическое решение, соответствующее симметричной плоской доменной границе. Показано, что это решение устойчиво при малой величине биквадратичного обмена между слоями $J_1 > 2J_2$. В случае сильной обменной связи между слоями динамика доменной границы описывается уравнением типа синус-Гордон. Если в системе доминирует магнитостатическая энергия, то динамическое поведение доменной границы напоминает магнитный вихрь, а уравнения движения аналогичны уравнениям динамики вертикальной блоховской линии в доменной границе.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 99-02-17830), INTAS (проект 97-705) и ФЦП «Интеграция» (проект K0573).

Литература

1. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet. **8**, 153 (1935).
2. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
3. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности: Динамические и топологические солитоны*, Наукова Думка, Киев (1983).
4. V. G. Bar'yakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, and C. N. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1994).
5. А. К. Звездин, В. В. Костюченко, ФТТ **39**, 178 (1997).
6. R. W. Wang, D. L. Mills, E. E. Fullerton, J. E. Matson and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **72**, 920 (1994).
7. R. W. Wang and D. L. Mills, Phys. Rev. B **50**, 3931 (1994).
8. L. Trallori, P. Politi, A. Pettori, M. G. Pini, and J. Villain, J. Phys.: Cond. Matter **7**, L451 (1995).
9. C. Micheletti, R. B. Griffiths, and J. M. Yeomans, J. Phys. A: Math. Gen. **30**, L233 (1997).
10. N. S. Almeida and D. L. Mills, Phys. Rev. B **52**, 13504 (1995).
11. V. V. Kostyuchenko and A. K. Zvezdin, Phys. Rev. B **57**, 5951 (1998).
12. N. Papanicolaou, Phys. Rev. B **51**, 15062 (1995).
13. A. Schreyer, J. F. Ankner, Th. Zeidler, H. Zabel, M. Schäfer, J. A. Wolf, P. Grünberg, and C. F. Majkrzak, Phys. Rev. B **52**, 16066 (1995).
14. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, И. П. Ярема, ЖЭТФ **98**, 1070 (1990).
15. А. Бишоп, в сб. *Солитоны в действии*, Мир, Москва (1981), с. 72.
16. А. К. Звездин, Письма в ЖЭТФ **29**, 605 (1979).
17. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
18. O. M. Braun, Yu. S. Kivshar, and A. M. Kosevich, J. Phys. C **21**, 3881 (1988).