

Солитоны на фоне волны накачки в легкоосном ферромагнетике

В.В. Киселев, А.А. Расковалов

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия
E-mail: kiseliev@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 3 декабря 2009 г.

Для ферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось» найдены точные решения уравнения Ландау–Лифшица, которые описывают взаимодействие нелинейной волны прецессии произвольной амплитуды с солитоноподобными объектами типа бризеров, уединенных доменов и доменных границ. Проанализировано изменение внутренней структуры и физических параметров солитонов в результате их взаимодействия с волной намагниченности. Показано, что уединенные домены и доменные границы движутся навстречу волне. Найдены условия, при которых нелинейная волна намагниченности разрушает солитоны.

Для ферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось» найдено точное решение уравнения Ландау–Лифшица, які описують взаємодію нелінійної хвилі прецесії довільної амплітуди із солітоноподібними об'єктами типу бризерів, відокремлених доменів і доменних границь. Проаналізовано зміну внутрішньої структури та фізичних параметрів солітонів у результаті їх взаємодії із хвилею намагніченості. Показано, що відокремлені домени та доменні границі рухаються назустріч хвилі. Знайдено умови, при яких нелінійна хвиля намагніченості руйнує солітони.

PACS: 75.60.Ch. Доменные стенки и доменная структура.

Ключевые слова: уединенные домены, доменные границы, нелинейная волна намагниченности, уравнение Ландау–Лифшица, задача Римана.

1. Введение

К настоящему времени квазиодномерные солитоны на фоне однородного основного состояния ферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось» хорошо изучены [1]. Они делятся на доменные стенки и бризеры. Доменные стенки разделяют разные равновесные состояния ферромагнетика. Бризеры при определенных условиях можно трактовать как уединенные домены — зародыши перемагничивания материала [2].

Уравнение Ландау–Лифшица для квазиодномерного ферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось» в безразмерных переменных имеет вид

$$\partial_t S_3 = \frac{i}{2} \partial_x [S_+ \partial_x S_- - S_- \partial_x S_+],$$

$$\partial_t S_+ = i \partial_x [S_3 \partial_x S_+ - S_+ \partial_x S_3] - i \beta^2 S_3 S_+, \quad S^2 = 1, \quad (1)$$

где $S_{\pm} = S_1 \pm i S_2$, векторный параметр порядка \mathbf{S} описывает намагниченность среды, $\beta^2 > 0$ — постоянная

анизотропии, x, t — пространственная координата и время.

Основное предположение феноменологической теории состоит в том, что модуль вектора намагниченности считается постоянным даже для возбужденных состояний кристалла. Это геометрическое условие достаточно хорошо выполняется при низких температурах и уже само по себе делает задачу существенно нелинейной [3].

Согласно первому уравнению (1), проекция полного магнитного момента среды на ось анизотропии должна оставаться неизменной:

$$I = \int_{-L}^L S_3(x, t) dx = \text{const}, \quad (2)$$

где $2L$ — размер образца. Перемещение доменной стенки неизбежно изменит величину I . Поэтому в рассматриваемой модели в отсутствие дополнительных возмущений и взаимодействий доменные стенки могут быть лишь неподвижными. А.В. Михайлов и А.И. Яремчук [4] заметили, что тот же самый закон сохранения

приводит к неожиданному выводу. Когда сквозь доменную стенку проходит спин-волновой пакет, она должна сместиться навстречу пакету. Приведем аргументы работы [4] и соответствующий им рисунок.

Пусть пакет движется слева направо и до столкновения со стенкой дает положительный вклад I_0 в закон сохранения (2). Значение I_0 соответствует площади, заштрихованной на рис. 1,а. Затем пакет частично проходит сквозь стенку, а частично отражается от нее (рис. 1,б).

Вклад в закон сохранения (2) от прошедшей через стенку волны отрицателен и равен $-I_1$, а вклад I_2 отраженной волны — положителен. Площади, соответствующие величинам I_1 и I_2 , на рис. 1,б заштрихованы. Амплитуда отраженной волны не может быть слишком большой (это противоречит закону сохранения энергии). Поэтому возникает дисбаланс:

$$\Delta I = I_0 - (I_2 - I_1) = I_0 + I_1 - I_2 > 0,$$

который можно компенсировать только сдвигом доменной стенки влево. В самом деле, при сдвиге влево на Δx интеграл (2) изменяется на величину $\Delta I \cong 2\Delta x$,

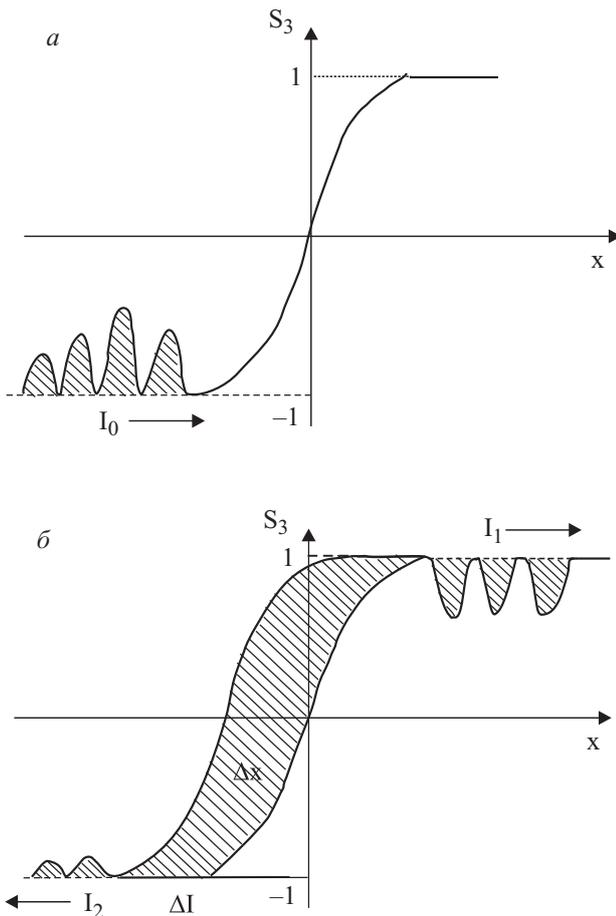


Рис. 1. Взаимодействие доменной стенки со спин-волновым пакетом в ферромагнетике с анизотропией типа «легкая ось»: положение спин-волнового пакета до столкновения с доменной стенкой (а), после него (б).

приблизительно равную площади заштрихованного параллелограмма на рис. 1,б. Отсюда величина сдвига доменной стенки равна:

$$\Delta x = \frac{1}{2}(I_0 + I_1 - I_2).$$

Эти аргументы являются общими и не предполагают ни малости амплитуды бегущей спиновой волны, ни ее пространственной локализации. Разумеется, в реальных кристаллах более сложная анизотропия, процессы диссипации энергии, дефекты решетки, а также поверхностные и размерные эффекты могут разрушить интеграл (2). Однако, если время прохождения локализованного спин-волнового импульса через доменную стенку много меньше времени, необходимого для разрушения интеграла движения (2), то приведенные в [4] соображения остаются в силе.

Модель (1) является полностью интегрируемой. Это обстоятельство открывает уникальную возможность нахождения ее явных решений, описывающих взаимодействие доменной границы или уединенного домена с нелинейной волной намагниченности произвольной амплитуды. В полной мере подобные задачи не исследованы до сих пор ввиду значительных трудностей, обусловленных существенной нелинейностью уравнения Ландау–Лифшица и наличием нетривиального неоднородного фона. Задача о вынужденном движении доменной стенки в поле спиновой волны рассматривалась А.И. Яремчуком [5]. К сожалению, приведенное в [5] решение содержит неточности.

В настоящее время теоретическое описание нелинейных возбуждений на нелокализованном фоне возможно только с помощью серьезных модификаций метода обратной задачи рассеяния — единственного метода, позволяющего найти и проанализировать указанный класс решений уравнения Ландау–Лифшица. Среди таких модификаций процедура «одевания» наиболее приспособлена для описания локализованных возбуждений на неоднородном фоне.

Метод «одевания» уже привлекался для изучения одномерных солитонов на пьедестале нелинейных волн в интегрируемых моделях магнетиков. С его помощью в рамках подхода Андреева–Волкова–Марченко–Желтухина аналитически описаны солитоны в неколлинеарных ферри- и антиферромагнетиках на фоне бегущих навстречу друг другу нелокализованных волн намагниченности [6]. Найденные соответствующие решения уравнений Ландау–Лифшица и проанализировано взаимодействие модуляционно устойчивых бегущих волн прецессии с солитонами в ферромагнетике с анизотропией типа «легкая плоскость» [7]. Установлено, что волны намагниченности приводят к амплитудной и фазовой модуляции солитонов, а при определенных условиях «разрушают» солитоны. Родственное методу «одевания» преобра-

зование Дарбу было использовано в [8] для построения решений волнового уравнения «sine-Gordon», которые описывают доменные границы, движущиеся между двумя пространственно однородными, но периодическими во времени состояниями. Важно, что в [8] впервые четко сформулирована проблема необходимости детального изучения солитонов на пьедестале нелинейных волн намагниченности. Тем же методом в рамках интегрируемого волнового уравнения «sh-Gordon» проанализировано взаимодействие «темных» солитонов с однородными колебаниями ненулевого вакуума [9].

В настоящей работе методом «одевания» построено точное решение, описывающее взаимодействие бризера, в частности, уединенного домена, с прецессионной волной намагниченности, а также исправлены формулы работы [5], иллюстрирующие вынужденное движение доменной стенки в поле волны. Также найдена бесконечная серия интегралов движения, гарантирующая динамическую стабильность солитонов на фоне волны.

В отсутствие спиновой волны построенные нами солитоны при различных значениях параметров сводятся к известным ранее доменным стенкам и бризерам на фоне однородного основного состояния ферромагнетика [1]. Это косвенно подтверждает справедливость полученных решений.

2. Метод описания нелинейных возбуждений на фоне волны

Нас интересуют решения модели (1), описывающие локализованные возбуждения на нелинейном фоне бегущей волны намагниченности:

$$\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{S}_{\pm}^{(0)} = (\sin \theta_0 \cos(\varphi_{\pm}), \sin \theta_0 \sin(\varphi_{\pm}), \cos \theta_0),$$

$$x \rightarrow \pm\infty, \quad (3)$$

которая сама является точным решением модели (1). В формуле (3) угол θ_0 задает амплитуду волны, $\varphi_{\pm} = px - \omega t + \delta_{\pm}$, $\omega = (p^2 + \beta^2) \cos \theta_0$ — частота прецессии, p — волновое число, $\delta_{\pm} = \text{const}$. Далее будет показано, что фазовые сдвиги δ_{\pm} не могут быть произвольными. Они несут информацию о пространственно локализованных бризерах, которые модулируют волну (3).

«Нелинейный фон» (3), на котором разыгрывается солитонная динамика, является в данном случае модуляционно неустойчивым. Начальную стадию эволюции фона можно изучить, используя анализ его устойчивости по линейному приближению относительно малой периодической модуляции. Малые возмущения волны накачки (3) $\sim \exp(igt + i\tilde{p}x)$, где \tilde{p} — вещественное число, имеют закон дисперсии:

$$g(\tilde{p}) = -2p\tilde{p} \cos \theta_0 \pm \tilde{p} \sqrt{\tilde{p}^2 - v^2},$$

$$v^2 = \sin^2 \theta_0 (p^2 + \beta^2). \quad (4)$$

Инкремент нарастания возмущений $\delta = |\tilde{p}| \sqrt{v^2 - \tilde{p}^2}$ веществен в интервале волновых чисел $-v < \tilde{p} < v$. Его максимальное значение δ_{max} связано с минимальным временем τ_{min} нарастания неустойчивости: $\delta_{\text{max}} = \tau_{\text{min}}^{-1} = v^2 / 2$.

Волна накачки проходит через образец длиной $2L$ за время $T = 2Lp / \omega$. Ввиду неустойчивости волны (3) ее взаимодействие с солитонами можно рассматривать только при условии $\tau_{\text{min}} > T$, которое приводит к ограничению на параметры задачи:

$$\frac{pL \sin^2 \theta_0}{\cos \theta_0} < 1.$$

С физической точки зрения волна (3) генерируется на границе ферромагнетика внешним источником. Солитоны на ее фоне также могут генерироваться внешним источником. Кроме того, волна накачки может взаимодействовать с доменными границами и уединенными доменами, которые изначально имеются в образце. При этом длина образца $2L$ не должна быть слишком большой, чтобы неустойчивость волны не успела развиться, и можно было рассматривать взаимодействие волны с солитонами.

Отметим также, что из-за интегрируемости рассматриваемой модели развитие неустойчивостей фоновой волны, как и в случае нелинейного уравнения Шредингера [10], сводится к конечному нарастанию неоднородного состояния на пьедестале волны накачки с последующим возвратом к исходной волне. Далее мы покажем, что в рамках модели (1) это приводит к автоколебаниям намагниченности. Они представляют процессы нарастания модуляций и возврата к исходной волне, повторяющиеся с течением времени.

Для интегрирования уравнения (1) методом «одевания» [11] нужно знать некоторое частное решение $\mathbf{S}^{(0)}$ уравнения Ландау–Лифшица (1) и соответствующее решение $\chi^{(0)}$ вспомогательной линейной системы:

$$\partial_x \chi = -i [w_1 (S_1 \sigma_1 + S_2 \sigma_2) + w_3 S_3 \sigma_3] \chi \equiv U \chi,$$

$$\partial_t \chi = -i [w_1 ([\mathbf{S} \times \partial_x \mathbf{S}]_1 \sigma_1 + [\mathbf{S} \times \partial_x \mathbf{S}]_2 \sigma_2) +$$

$$+ w_3 [\mathbf{S} \times \partial_x \mathbf{S}]_3 \sigma_3 - 2w_1^2 S_3 \sigma_3 - 2w_1 w_3 (S_1 \sigma_1 + S_2 \sigma_2)] \chi \equiv V \chi, \quad (5)$$

условие совместности которой равносильно уравнению (1). Здесь σ_i — матрицы Паули, коэффициенты $w_{1,3}$ являются функциями спектрального параметра λ : $w_1 = \beta(\lambda + \lambda^{-1}) / 4$, $w_3 = \beta(\lambda - \lambda^{-1}) / 4$.

Выберем в качестве затравочного решения модели прецессионную волну намагниченности $\mathbf{S}_{\pm}^{(0)}$. Соответствующие такому выбору линейно независимые решения вспомогательной линейной системы (5) объединим в матрицы $\chi_{2,1}^{(0)}(\lambda, x, t)$:

$$\chi_{2,1}^{(0)}(\lambda, x, t) = \exp\left(-\frac{i\sigma_3\varphi_{\pm}}{2}\right) N \exp\left(\frac{\tau}{i}\sigma_3\eta\right),$$

$$N = \begin{pmatrix} 1 & -\Delta(\lambda, \tau) \\ \Delta(\lambda, \tau) & 1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\Delta(\lambda, \tau) = \frac{\tau - (w_3 \cos \theta_0 - p/2)}{w_1 \sin \theta_0} = \frac{w_1 \sin \theta_0}{\tau + w_3 \cos \theta_0 - p/2},$$

$$\tau = \left[(w_3 \cos \theta_0 - p/2)^2 + w_1^2 \sin^2 \theta_0 \right]^{1/2},$$

$$\eta = x - (2w_3 + p \cos \theta_0)t.$$

Важно, что все найденные методом «одевания» новые решения уравнения Ландау–Лифшица (1) имеют асимптотическое поведение на бесконечности, совпадающее с затравочным решением $\mathbf{S}^{(0)}$. По этой причине метод «одевания» идеально приспособлен для теоретического описания всевозможных локализованных возбуждений и структур на нетривиальном фоне. Например, на фоне полосовой доменной структуры ферромагнетика или, как в данном случае, на фоне нелокализованной нелинейной волны намагниченности.

Матрицы фундаментальных решений $\chi_{1,2}$ системы (5) фиксируем асимптотическими условиями, учитывая наличие волны на бесконечности:

$$\chi_{1,2} \rightarrow \chi_{1,2}^{(0)}, \quad x \rightarrow \mp \infty.$$

Решения исходной модели Ландау–Лифшица можно восстановить по свойствам аналитичности матриц $\chi_{1,2}(\lambda)$. В данной задаче эти свойства формулируются на римановой поверхности функции $\tau = \tau(\lambda)$, которая определяется волной накачки (см. (6)). Функция $\tau(\lambda)$ представляет квадратный корень из полинома четвертой степени по λ , поэтому ее можно параметризовать эллиптическими функциями Якоби. Формулы связи исходных переменных λ , τ с «униформизирующей» переменной u : $\lambda = \lambda(u)$, $\tau = \tau(u)$ приведены в справочниках [12]. Для дальнейшего анализа важно, что в комплексной u -плоскости $\lambda(u)$, $\tau(u)$ имеют только простые полюсы и являются двоякопериодическими функциями с периодами $2K$, $4iK'$, где $K = K(k)$, $K' = K(k')$ — полные эллиптические интегралы первого рода.

В терминах нового спектрального параметра u фундаментальные решения $\chi_{1,2}(u)$ имеют общую область определения — контур $\Gamma = \{u : \text{Im} \tau = 0\}$. По-

этому на контуре Γ они могут быть выражены друг через друга:

$$\chi_1(u) = \chi_2(u)T(u). \quad (7)$$

Независящая от переменных x, t матрица перехода $T(u)$ имеет следующую алгебраическую структуру:

$$T(u) = \begin{pmatrix} a(u) & -b^*(u^*) \\ b(u) & a^*(u^*) \end{pmatrix}, \quad a(u)a^*(u^*) + b(u)b^*(u^*) = 1.$$

В рассматриваемой задаче новые решения уравнений (1), (5) выражаются через известные затравочные решения по формулам

$$S_k \sigma_k = \Psi_-(u_0)(S_+^{(0)})_k \sigma_k \Psi_+^-(u_0),$$

$$\chi_-(u) = (\chi_2^{(1)}, \chi_1^{(2)}) = \Psi_-(u)\chi_2^{(0)}(u),$$

$$\chi_+(u) = (\chi_1^{(1)}, \chi_2^{(2)}) = a(u)\Psi_+(u)\chi_2^{(0)}(u),$$

$$a(u) = \det \chi_+(u) \det^{-1} \chi_2^{(0)}(u),$$

где $0 < u_0 < K$ — вещественный корень уравнения: $i \operatorname{dn}(u_0 + iK') = \operatorname{tg}(\theta_0 + \theta_4)/2$; $\operatorname{tg} \theta_4 = \kappa(\kappa^2 + \beta^2)^{-1/2} \times \operatorname{tg} \theta_0$, $\kappa = p/\beta$, $\chi^{(i)}$ означает i -й столбец матричной функции $\chi(x, t, u)$.

В рамках метода «одевания» функции $\Psi_{\pm}(x, t, u)$ восстанавливаются в результате решения задачи Римана теории функций комплексной переменной u [11]. Задача состоит в том, чтобы построить двоякопериодические функции $\Psi_+(u)$ и $\Psi_-(u)$ с периодами $2K$, $4iK'$, аналитические в областях $\Gamma_+ = \{u : \operatorname{Im} \tau > 0\}$ и $\Gamma_- = \{u : \operatorname{Im} \tau < 0\}$ соответственно (см. рис. 2), которые на контуре Γ , разделяющем эти области, удовлетворяют условию сопряжения

$$\Psi_-(x, t, u) = \Psi_+(x, t, u)G(x, t, u) \quad (u \in \Gamma), \quad (8)$$

где

$$G(x, t, u) = \chi_2^{(0)}(x, t, u) \begin{pmatrix} 1 & -b^*(u^*) \\ -b(u) & 1 \end{pmatrix} \left(\chi_2^{(0)} \right)^{-1}(x, t, u).$$

Условие сопряжения (8) функций Ψ_{\pm} является иной формой записи связи (7) базисных решений $\chi_1(u)$ и $\chi_2(u)$ на контуре Γ .

В рассматриваемой задаче свойства симметрии вспомогательной системы (5) и функций $\chi_{1,2}^{(0)}(u)$ приводят к дополнительным ограничениям на матричные функции $\Psi_{\pm}(x, t, u)$ в областях их аналитичности:

$$\Psi_{\pm}(-u + K + 2iK') = \sigma_3 \Psi_{\pm}(u) \sigma_3,$$

$$\Psi_{\pm}^* \left[(-u + 2iK')^* \right] = \sigma_2 \Psi_{\pm}(u) \sigma_2. \quad (9)$$

Отличительная особенность сформулированной задачи Римана заключается в двоякопериодичности

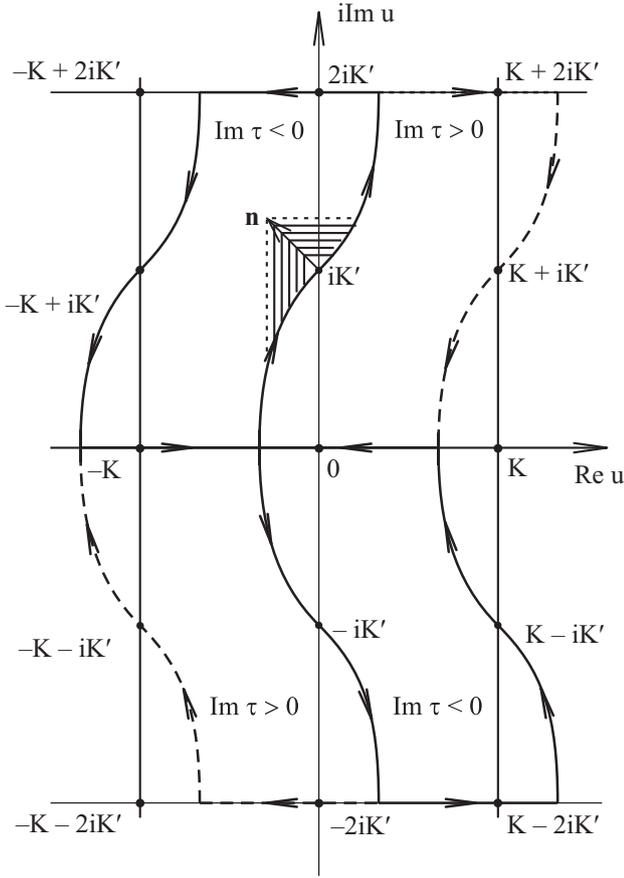


Рис. 2. Области аналитичности решений задачи Римана. Сплошная линия — контур Γ , слева от которого $\text{Im}\tau(u) < 0$. Пунктирная линия — контур, эквивалентный контуру Γ , справа от которого $\text{Im}\tau(u) > 0$. \mathbf{n} — нормаль к контуру Γ в точке ветвления. В области с горизонтальной штриховкой $V_{\text{eff}} > V_g$, в области с вертикальной штриховкой $V_{\text{eff}} < V_g$.

функций $\Psi_{\pm}(u)$. Поэтому ее называют задачей Римана на торе. Замечательно, что решение задачи Римана на торе, а значит, и интегрирование исходной сильно нелинейной модели (1), сводится либо к решению линейных интегральных уравнений, либо к простым алгебраическим вычислениям [13–15]. Конечный результат зависит от соотношений между коэффициентами $a(u)$, $b(u)$, $a^*(u^*)$, $b^*(u^*)$ и отражает существование двух принципиально различных типов нелинейных коллективных возбуждений на фоне волны намагниченности.

Первый тип соответствует регулярной задаче Римана, когда $b(u)$, $b^*(u^*)$ отличны от нуля на контуре Γ , а функции $a(u)$ и $a^*(u^*)$ не имеют нулей в областях своей аналитичности. Решения регулярной задачи Римана определяются из системы линейных интегральных уравнений и описывают локализованные модуляции волны накачки (3), которые расплываются со временем из-за эффектов дисперсии.

Второй тип решений представляет особый интерес. Он описывает солитоноподобные возбуждения, которые движутся подобно частицам на фоне волны (3) и восстанавливают свою внутреннюю структуру после столкновений друг с другом. Солитонные состояния соответствуют решениям задачи Римана (8), (9) с нулями коэффициентов a и a^* в областях Γ_+ и Γ_- , когда $b = b^* \equiv 0$. Важно, что солитонные решения находятся явно путем алгебраических вычислений [13–15].

3. Вынужденное движение уединенного домена в поле спиновой волны

Обсуждение математических вопросов, связанных с решением задачи Римана, выходит за рамки настоящей статьи. Опустим промежуточные выкладки и приведем точное решение модели (1), описывающее бризер на фоне нелинейной спиновой волны (3) произвольной амплитуды:

$$S_3 = \frac{(|\alpha|^2 - |\beta|^2) \cos \theta_0 - (\alpha^* \beta + \alpha \beta^*) \sin \theta_0}{|\alpha|^2 + |\beta|^2},$$

$$S_1 - iS_2 = \frac{\exp(-i\varphi_+ - 2i\varphi_0) [2\alpha\beta \cos \theta_0 + (\alpha^2 - \beta^2) \sin \theta_0]}{|\alpha|^2 + |\beta|^2}, \quad (10)$$

где

$$\varphi_0 = i \ln \left(-\frac{\tilde{s} |\tilde{c}|}{\tilde{c} |\tilde{s}|} \right) = \pi - \arg \frac{\tilde{s}}{\tilde{c}}, \quad \varphi_+ = px - \omega t + \delta_+,$$

$$\alpha = |n_2|^2 \frac{\varphi_1(u_0)}{\varphi(u_0)} - |n_1|^2 \frac{\varphi_1^*(u_0)}{\varphi^*(u_0)}, \quad \beta = n_1 n_2^*,$$

$$n_1 = - \left(i\sqrt{k'} \frac{\tilde{s}}{\tilde{c}} \exp \gamma + \exp(-\gamma) \right),$$

$$n_2 = \exp \gamma - i\sqrt{k'} \frac{\tilde{s}}{\tilde{c}} \exp(-\gamma),$$

$$\gamma = -i\tau(\mu) [x - (2w_3(\mu) + p \cos \theta_0)t] + \text{const}. \quad (11)$$

Коэффициенты $\varphi(u_0)$, $\varphi_1(u_0)$, $\tau(\mu)$ и $w_{1,3}(\mu)$ выражаются в терминах эллиптических функций Якоби от аргументов $\tilde{u}_0 = u_0 + iK' + K/2$ и $\tilde{\mu} = \mu + iK' + K/2$:

$$\varphi(u_0) = \frac{k^2(k' + |\tilde{d}|^2)s_0c_0}{(\tilde{d} - d_0)(k' + \tilde{d}^*d_0)}, \quad \varphi_1(u_0) = \frac{k^2\tilde{s}\tilde{c}}{(\tilde{d} + \tilde{d}^*)} \left(\frac{d_0 + \tilde{d}^*}{\tilde{d} - d_0} \right),$$

$$\tau(\mu) = \frac{i\beta k^2(1-k')(k' - \tilde{d}^2)s_0^2c_0^2}{2(k' - d_0^2)(\tilde{d} - d_0)(k' - \tilde{d}d_0)},$$

$$w_1(\mu) = \frac{i\beta k^2(1-k')\tilde{s}\tilde{c}s_0c_0}{2(\tilde{d} - d_0)(k' - \tilde{d}d_0)},$$

$$w_3(\mu) = \frac{i\beta}{2(1+k')(\tilde{d}-d_0)(k'-\tilde{d}d_0)} \times \\ \times \left[\tilde{d}d_0(1+k')^2 - (k'+\tilde{d}^2)(k'+d_0^2) \right]. \quad (12)$$

Здесь для сокращения записи введены обозначения $s_0 = \text{sn}(\tilde{u}_0, k)$, $\tilde{s} = \text{sn}(\tilde{\mu}, k)$ и т.д., $\mu \in \Gamma_-$ — произвольный комплексный параметр; k и k' — модули эллиптических функций.

Бризер представляет локализованную модуляцию волны (3), которая движется на фоне волны подобно частице. В области локализации солитона происходят обусловленные волной накачки (3) дополнительные пульсации намагниченности. Согласно найденному решению (10), пройдя через бризер, волна намагниченности приобретает дополнительный фазовый сдвиг

$$\delta_+ - \delta_- = 4\text{arg}(\tilde{s} / \tilde{c}) \quad (\text{mod } 2\pi),$$

который несет информацию о внутренней структуре бризера.

Заметим, что бризер существует только в области значений физических параметров задачи, удовлетворяющих неравенству $\text{Im}\tau(\mu) < 0$. Когда $\text{Im}\tau(\mu) \rightarrow 0-0$, размер бризера неограниченно увеличивается. При этом поведение колебаний намагниченности в бризере может быть различным.

При значениях $\mu \in \Gamma_-$ вблизи горизонтальных участков контура $\Gamma = \{u : \text{Im}\tau(u) = 0\}$ магнитный солитон (10) представляет собой суперпозицию линейных мод с вещественным законом дисперсии (4), которые локализованы на фоне волны накачки.

Вблизи наклонных границ области Γ_- (см. рис. 2) всюду, за исключением окрестностей точек $\mu = iK' \pmod{(K, 2iK')}$, скорость солитонов достаточно велика. Система как бы стремится понизить свою энергию излучением бризеров. Частотой внутренних колебаний бризера, длиной волны модуляций компоненты S_3 , а также величиной и направлением скорости движения солитона можно управлять, перемещая параметр μ вдоль контура Γ . Это достигается изменением условий возбуждения солитона.

Легко наблюдаемый сценарий колебаний намагниченности, по-видимому, осуществляется, когда μ лежит вблизи точки ветвления функции $\tau(\mu) : \mu = iK' + \varepsilon$, где ε — малое комплексное число. В этом случае распределение намагниченности описывается приближенной формулой:

$$S_3 \approx \frac{(|\tilde{\alpha}|^2 - |\tilde{\beta}|^2) \cos \theta_0 - (\tilde{\alpha}^* \tilde{\beta} + \tilde{\alpha} \tilde{\beta}^*) \sin \theta_0}{|\tilde{\alpha}|^2 + |\tilde{\beta}|^2}, \\ S_1 - iS_2 \approx \frac{\exp(-i\varphi_+) \left[2\tilde{\alpha}\tilde{\beta} \cos \theta_0 + (\tilde{\alpha}^2 - \tilde{\beta}^2) \sin \theta_0 \right]}{|\tilde{\alpha}|^2 + |\tilde{\beta}|^2}, \quad (13)$$

где

$$\tilde{\alpha} = \frac{2\kappa \text{Re}\tilde{\gamma}}{\sqrt{1+\kappa^2}} + i(|\tilde{\gamma}|^2 + 1) \frac{\cos \theta_0}{\sin \theta_0}, \quad \tilde{\beta} = -2\text{Im}\tilde{\gamma} - i(|\tilde{\gamma}|^2 - 1),$$

$$\tilde{\gamma} = \frac{1}{\varepsilon} \text{sh} \left[\tilde{\varepsilon} (\cos \theta_0 \sqrt{1+\kappa^2} ((x - (V_g + V)V)t) + \right. \\ \left. + i\kappa \sin \theta_0 (x - (V_g + V_{\text{ph}})t) \beta \sin \theta_0 \right],$$

$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon(1+k')/2$, $V_{\text{ph}} = (p^2 + \beta^2) \cos \theta_0 / p$ — фазовая скорость волны накачки, $V_g = 2p \cos \theta_0$ — групповая скорость волны, $V = -p \sin^2 \theta_0 / \cos \theta_0$ — формально совпадает со скоростью уединенного домена (см. далее). При переходе от (10), (11) к (13) входящая в γ константа интегрирования выбрана так, чтобы в формулах для α и β отсутствовали слагаемые нулевого порядка по ε .

Вдали от своего центра солитон (13) может быть представлен в виде суперпозиции линейных мод с комплексным законом дисперсии (4), которые локализованы на фоне волны накачки. В целом, решение (13) описывает формирование конечных автоколебаний на фоне волны накачки в протяженной области, которая движется со скоростью:

$$V_{\text{eff}} = V_g + \frac{V - \eta V_{\text{ph}}}{1 - \eta},$$

где $\eta = (-V/V_{\text{ph}})^{1/2} \text{tg} \varphi_\varepsilon$, $\varphi_\varepsilon = \text{arg} \varepsilon$. Скорость солитона V_{eff} существенно зависит от величины $\text{arg} \varepsilon$. Ввиду того, что $\mu \in \Gamma_-$, область значений $\text{arg} \varepsilon$ ограничена условием: $\eta < 1$. При $\eta = V/V_{\text{ph}} < 0$ точка $\mu = iK' + \varepsilon$ лежит на нормали к контуру Γ . В этом случае $V_{\text{eff}} = V_g$. Нормаль служит границей между областями, где $V_{\text{eff}} > V_g$ и $V_{\text{eff}} < V_g$ (рис. 2).

Область локализации автоколебаний неподвижна, когда выполняется условие: $\eta = (V_g + V)/(V_g + V_{\text{ph}})$. В частности, если ε вещественно, скорость солитона $V_{\text{eff}} = V_g + V$ обращается в нуль при накачке однородной прецессией намагниченности ($p = 0$) или при условии: $p \neq 0$, $\theta_0 = \arccos(\sqrt{3}/3) \approx 54,7^\circ$.

В пределе $\varepsilon \rightarrow 0$ процесс зарождения или исчезновения модуляций компоненты S_3 поля намагниченности становится аperiодическим, что приводит к разрушению автоколебательного режима. В этом случае «экспоненциально-тригонометрический» солитон (13) становится «рациональным».

В общем случае картина распределения намагниченности в бризере очень сложна. В пределе $u_0 = \varepsilon + K/2$, $\varepsilon \rightarrow 0$, $k' \rightarrow 0$, при условии $\mu + K/2 = \text{const}$, выражение (10) описывает бризер в отсутствие спиновой волны. При конкретных значениях параметров он сводится к различным пространственно локализованным солитонам с однородной асимптотикой при $x \rightarrow \pm\infty$, которые совпадают с найденными ранее [1] в

результате непосредственного интегрирования уравнений Ландау–Лифшица (1).

Обсудим наиболее интересный частный случай общего решения (10), который соответствует взаимодействию уединенного домена с нелинейной спиновой волной. В этом случае параметр μ принимает вид $\mu = iK' - K/2 + \varepsilon$. Малое комплексное число ε опре-

деляет внутреннюю структуру и протяженность уединенного домена. В частности, размер домена будет тем больше, чем меньше $|\varepsilon|$. При достаточно малых $|\varepsilon|$ распределение намагниченности (10) хорошо аппроксимируется выражением

$$S_3 \approx \tau \left(\cos \theta_0 \left[\frac{|\varepsilon_0|^2}{2} \operatorname{ch} 2y - 1 \right] + \frac{\kappa \sin \theta_0}{\sqrt{1+\kappa^2}} \left[\varepsilon_0 \operatorname{sh}(y+i\Phi) + \varepsilon_0^* \operatorname{sh}(y-i\Phi) \right] \right),$$

$$S_1 + iS_2 \approx \tau \exp(i\Phi_0) \left(\frac{1}{4} \sin \theta_0 \exp(-i\Phi) \left[\varepsilon_0^2 \exp(-2y) + \varepsilon_0^{*2} \exp(2y) \right] - \right.$$

$$\left. - \frac{i}{\sqrt{1+\kappa^2}} \left[\varepsilon_0 \exp(-y)(1+i\kappa \cos \theta_0) + \varepsilon_0^* \exp(y)(1-i\kappa \cos \theta_0) \right] - \sin \theta_0 \exp(i\Phi) \right), \quad (14)$$

где $\varepsilon_0 = (1+k')\varepsilon$, $\kappa = p/\beta$, $y \approx -\beta x \cos \theta_0 - p\beta t \sin^2 \theta_0 + y_0$, $\Phi \approx \omega t - px + \Phi_0$,

$$\omega = (p^2 + \beta^2) \cos \theta_0, \quad \tau^{-1} = \frac{|\varepsilon_0|^2}{2} \operatorname{ch} 2y + 1 - \frac{i \sin \theta_0}{\sqrt{1+\kappa^2}} \left[\varepsilon_0 \operatorname{sh}(y+i\Phi) - \varepsilon_0^* \operatorname{sh}(y-i\Phi) \right],$$

y_0, Φ_0 — произвольные вещественные параметры.

Приближенная формула (14) получена в результате «сшивания» асимптотик точного решения (10) при $|\varepsilon| \ll 1$ в областях $|y| < 1$ и $|y| > 1$.

Условия применимости приближенного решения (14): $|\partial_x \Phi + p|/|p| \ll 1$, $|\partial_x y + \beta \cos \theta_0|/\beta \cos \theta_0 \ll 1$ нарушаются при малых волновых числах ($p \approx 0$) и при больших углах прецессии ($\theta_0 \approx \pi/2$) нелинейной спиновой волны (3).

Как вдали от уединенного домена, так и внутри его намагниченность совершает круговую прецессию вокруг оси Ox_3 , связанную с распространением волны накачки. По причине распространения волны в пределах доменных стенок намагниченность совершает неоднородную эллиптическую прецессию с нутационными колебаниями оси прецессии. Домен имеет характерный размер $l \sim 2(\beta \cos \theta_0)^{-1} \ln(2/|\varepsilon_0|)$. Ширина доменных стенок: $l_0 \sim 1/\beta \cos \theta_0 \ll l$. Внутри каждой стенки проекция намагниченности S_3 резко изменяется от одного из своих квазиравновесных значений $S_3 \approx \cos \theta_0$ до другого $S_3 \approx -\cos \theta_0$. Центры тяжести стенок колеблются около средних положений (см. рис. 3).

Интересно и важно, что в результате взаимодействия с нелинейной волной уединенный домен начинает двигаться как целое навстречу волне со скоростью

$$V = -p \sin^2 \theta_0 / \cos \theta_0.$$

4. Взаимодействие доменной границы с волной прецессии намагниченности

Как уже упоминалось, полученное в [5] решение, описывающее движение доменной стенки в поле волны прецессии, не удовлетворяет уравнению Ландау–Лифшица. Изложенный подход дает возможность получить правильное решение данной задачи:

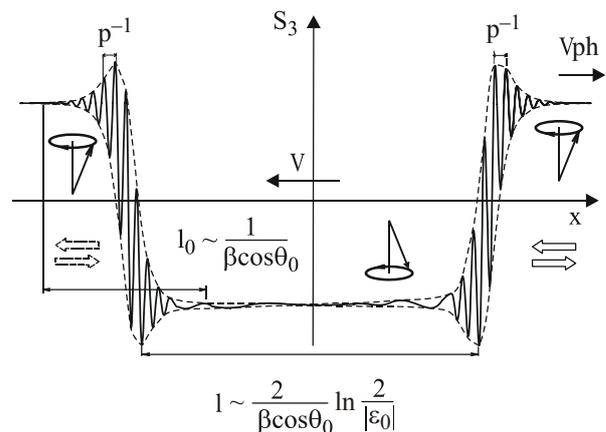


Рис. 3. Вынужденное движение уединенного домена в поле спиновой волны.

$$S_1 - iS_2 = \frac{\exp(-i\delta_2) \left[\sin \theta_0 \operatorname{ch}(y + i\Phi) - \sigma(1 + \kappa^2)^{-1/2} (1 - i\kappa \cos \theta_0) \right]}{\operatorname{ch} y - \sigma \sin \theta_0 (1 + \kappa^2)^{-1/2} \cos \Phi},$$

$$S_3 = \frac{\operatorname{sh} y \cos \theta_0 - \sigma \kappa (1 + \kappa^2)^{-1/2} \sin \theta_0 \sin \Phi}{\operatorname{ch} y - \sigma \sin \theta_0 (1 + \kappa^2)^{-1/2} \cos \Phi}, \quad (15)$$

где

$$y = \beta(\cos \theta_0 x + p \sin^2 \theta_0 t + \Delta_1), \quad \Phi = \omega t - px - \delta_1, \quad \sigma = \pm 1,$$

$$\Delta_1 = \text{const}, \quad \delta_1 = (\delta_+ + \delta_-) / 2, \quad \delta_2 = (\delta_+ - \delta_-) / 2, \quad \delta_{\pm} = \text{const}.$$

При $p = 0$, $\theta_0 = 0$ решение (15) сводится к изолированной неподвижной доменной стенке в отсутствие волны намагниченности. Параметр δ_2 определяет угол между осью Ox и плоскостью, в которой в пределах доменной стенки происходит разворот намагниченности от одного равновесного значения до другого.

В безразмерных переменных ширина доменной стенки, взаимодействующей со спиновой волной, порядка $(\beta \cos \theta_0)^{-1}$. Скорость доменной стенки противоположна направлению распространения волны и определяется тем же выражением, что и для уединенного домена:

$$V = -p \sin^2 \theta_0 / \cos \theta_0.$$

При $p = 0$, $0 < \cos \theta_0 < 1$ на бесконечности имеем однородную прецессию вектора \mathbf{S} с частотой $\omega = \beta^2 \cos \theta_0$, причем направления прецессии справа и слева от центра доменной стенки противоположны. Доменная стенка не движется как целое, но пульсирует. Компонента S_3 колеблется между предельными поло-

жениями, представленными на рис. 4.

В моменты времени, когда выполняется условие $\sigma \cos \Phi = 1$, в точках с координатами $\bar{x}_{\pm} = (\beta \cos \theta_0)^{-1} \times (-\beta \Delta_1 \mp \ln \operatorname{tg}(\theta_0 / 2))$ функция $S_3(x, t)$ достигает значений ± 1 . В другие моменты времени экстремальные значения удовлетворяют неравенству: $\cos \theta_0 \leq |S_3|_{\max} < 1$ и достигаются в точках, которые периодически сдвигаются на бесконечность, где $|S_3|_{\max} \rightarrow \cos \theta_0$. В центре доменной стенки (при $y = 0$) намагниченность не зависит от времени и остается такой же, как в отсутствие волны прецессии:

$$\mathbf{S} = (-\sigma \cos \delta_2, -\sigma \sin \delta_2, 0).$$

В общем случае в системе отсчета, связанной с доменной стенкой, вектор \mathbf{S} совершает неоднородную эллиптическую прецессию с частотой $(p^2 + \beta^2 \cos^2 \theta_0) / \cos \theta_0$ вокруг локальных осей, параллельных вектору \mathbf{n} с компонентами

$$n_1 = \sigma(1 + \kappa^2)^{-1/2} [\kappa \cos \theta_0 \sin \delta_2 - \cos \delta_2],$$

$$n_2 = -\sigma(1 + \kappa^2)^{-1/2} [\kappa \cos \theta_0 \cos \delta_2 + \sin \delta_2],$$

$$n_3 = \operatorname{sh} y \cos \theta_0.$$

Будем характеризовать внутреннюю структуру доменной стенки положением вектора \mathbf{n} в ее центре (при $y = 0$). Тогда тип доменной стенки определится параметром ξ :

$$\xi = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\kappa \cos \theta_0 \cos \delta_2 + \sin \delta_2}{\cos \delta_2 - \kappa \cos \theta_0 \sin \delta_2}.$$

В общем случае плоскость, в которой лежит ось прецессии, в центре доменной стенки образует угол $\operatorname{arctg} \xi$ с осью Ox . Отсюда следует, что структура доменной стенки изменяется в зависимости от соотношения между плотностью импульса $p \cos \theta_0$ падающей на нее волны и параметром анизотропии β .

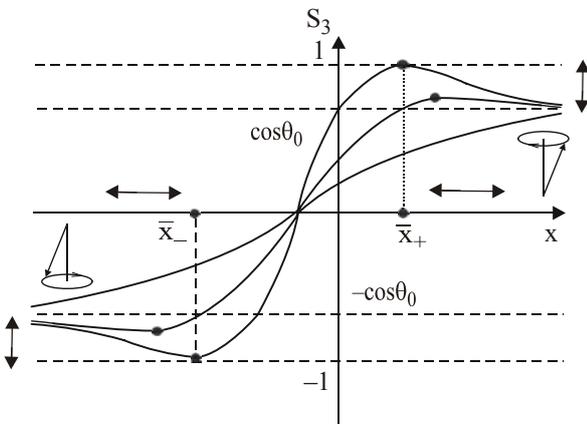


Рис. 4. Пульсации доменной стенки на фоне однородной прецессии намагниченности.

5. Интегралы движения для солитонов на фоне волны прецессии

Рассмотренные нами солитоны на «пьедестале» локализованной волны намагниченности восстанавливают свою внутреннюю структуру после столкновений друг с другом. Структурная устойчивость солитонов гарантируется нетривиальной серией законов сохранения, в число которых входят аналоги традиционных законов сохранения энергии и импульса. Уместно напомнить теорему классической механики [16], согласно которой гамильтонова система в фазовом пространстве размерности $2N$ будет интегрируема в квадратурах только тогда, когда она имеет N первых интегралов движения. Континуальную модель (1) можно трактовать как гамильтонову систему с бесконечным числом степеней свободы. Поэтому ее полная интегрируемость предполагает наличие бесконечной серии интегралов движения. Приведем алгоритм построения интегралов движения для солитонов на фоне волны намагниченности.

Рассмотрим для определенности задачу о взаимодействии волны с бризером. В этом случае аналитический в области Γ_- элемент $a^*(u^*)$ матрицы перехода $T(u)$ (7) не зависит от времени. Поэтому он может использоваться в качестве производящей функции интегралов движения. Удобное для дальнейшего анализа представление функции $a^*(u^*)$ имеет вид

$$a^*(u^*) = \lim_{x \rightarrow -\infty} \left[\left(\chi_1^{(0)}(x, t, u) \right)^{-1} \chi_2(x, t, u) \right]_{11}. \quad (16)$$

Физически содержательные интегралы движения получаются разложением функции $\ln a^*(u^*)$ в асимптотический ряд по степеням $(u - u_0)$. Для этого не-

обходимо найти разложения по степеням $(u - u_0)$ фундаментального решения $\chi_2(x, t, u)$. В точке $u = u_0$ коэффициенты вспомогательной линейной системы (5) имеют полюсы, а решение $\chi_2(x, t, u)$ допускает представление:

$$\chi_2 = \exp \left[-\frac{i\sigma_3}{2} \varphi_+ \right] N [I + \Phi] \exp \left(\frac{\tau}{i} \sigma_3 \eta + Z \right), \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$\chi_2 \rightarrow \chi_2^{(0)}$ при $x \rightarrow +\infty$. Антидиагональная Φ и диагональная Z матричные функции от переменных x, t, u находятся из первого уравнения линейной системы (5) рекуррентной процедурой в виде рядов по степеням $(u - u_0)$.

С помощью рядов для функции χ_2 , используя представление (16), можно разложить в ряд по степеням $(u - u_0)$ функцию $\ln a^*(u^*)$:

$$\ln a^*(u^*) = \frac{i}{2} P - \frac{i\sqrt{k'}}{\beta \sin \theta_0} H(u - u_0) + \dots \quad (17)$$

Первые слагаемые в формуле (17) представляют полевой импульс P и энергию H бризера. Под импульсом бризера понимаем разность между полным импульсом системы и импульсом волны намагниченности (3). В параметризации $\mathbf{S} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ он имеет вид

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} dx [p \cos \theta_0 - \partial_x \varphi \cos \theta].$$

Аналогично определяем энергию бризера:

$$H = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left[(\partial_x \theta)^2 + (\partial_x \varphi)^2 \sin^2 \theta + \beta^2 \sin^2 \theta - (p^2 + \beta^2) \sin^2 \theta_0 \right].$$

С другой стороны, можно показать, что функция $a^*(u^*)$ восстанавливается по своим свойствам аналитичности в области Γ_- :

$$a^*(u^*) = \frac{\varphi^*(u^*)}{\varphi(u)}, \quad \varphi(u) = \frac{k^2(k' + |\tilde{d}|^2)sc}{(\tilde{d} - d)(k' + \tilde{d}^*d)},$$

где $s = \text{sn}(u + iK' + K/2, k)$ и т.д., $\tilde{s} = \text{sn}(\mu + iK' + K/2, k)$ и т.д.

Используя это выражение и соотношения (12), находим:

$$P = -2i \ln a^*(u_0) = -4 \arg \varphi(u_0) + \text{mod}(2\pi), \quad \text{mod}(2\pi) = 0, 2\pi;$$

$$H = i\beta(k')^{-1/2} \sin \theta_0 \frac{d \ln a^*(u^*)}{du} \Big|_{u=u_0} = -8 \text{Im} \tau(\mu).$$

Отметим, что импульс и энергия бризера существенно зависят не только от μ , но и от параметров волны накачки (3): угла прецессии θ_0 и волнового числа p . Это обстоятельство следует учитывать при теоретическом описании физических свойств системы, образованной волной и солитонами.

Кроме того, непосредственно из уравнений движения (1) следует еще один интеграл движения:

$$N_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx(S_3^{(0)} - S_3) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx(\cos \theta_0 - \cos \theta).$$

При квазиклассическом квантовании энергии солитонов интеграл движения N_0 определяет так называемое число спиновых отклонений [1]. Однако N_0 не содержится в семействе сохраняющихся величин (17). Внимательный анализ показывает, что явное выражение для N_0 можно найти из первого уравнения системы (5):

$$N_0 = \frac{2}{\beta} \ln[\Psi_-(x, t, u = -iK' + K/2)]_1 \Big|_{x=-\infty}^{x=+\infty} = \frac{4}{\beta} \ln \left| \frac{k^2 \tilde{s} \tilde{c}}{(1 + \tilde{d})(\tilde{d} - k')} \right|.$$

Следуя близкой схеме, можно найти импульс и энергию доменной границы на фоне волны намагниченности:

$$P = -2i \ln \left(\frac{(i+1)(dn u_0 - ik')}{(i-1)(dn u_0 + ik')} \right) + \text{mod}(2\pi), \quad H = 2\beta \cos \theta_0.$$

Полевой импульс P и энергия H доменной стенки определяются теми же формулами, что и для бризера. Нетрудно проверить, что энергия протяженного уединенного домена сводится к сумме энергий ограничивающих его доменных стенок.

6. Заключение

В поле спиновой волны вынужденные движения как отдельной доменной стенки, так и уединенного домена, ограниченного двумя стенками с противоположными топологическими зарядами, происходят навстречу волне с одинаковой по величине скоростью. Это свидетельствует о том, что скорость вынужденного движения доменной стенки не зависит от знака ее топологического заряда.

Условие $b = 0$ в формулировке задачи Римана означает, что при построении решений модели (1) мы пренебрегли процессами излучения малоамплитудных спиновых волн. Поэтому приведенные решения можно рассматривать лишь как первое приближение в задаче о взаимодействии бризера с волной намагниченности большой амплитуды, которое можно уточнять в контексте нелинейной теории возмущений. Отметим также, что существует возможность непосредственного сопоставления результатов теории с экспериментальными данными для квазиодномерных магнитных кристаллов с анизотропией типа «легкая ось» [17].

Для солитонов на фоне волны намагниченности справедлив лишь ослабленный принцип асимптотической суперпозиции, который состоит в следующем. Солитоны на фоне волны, как и солитоны на фоне однородного основного состояния ферромагнетика, по-

сле столкновений друг с другом восстанавливают свою первоначальную форму. Однако при больших расстояниях между солитонами их внутренняя структура зависит не только от данных дискретного спектра вспомогательной линейной системы (5), но и от параметров волны. Это следует учитывать при анализе физических свойств солитонов, генерируемых на фоне волны намагниченности. В частности, фоновая волна накачки может разрушить солитоны.

Бегущая спиновая волна после прохождения через уединенный домен приобретает специфический фазовый сдвиг. Это можно использовать для обнаружения зародышей перемагничивания в ферромагнитных образцах.

Авторы признательны А.П. Танкееву за полезное обсуждение результатов работы и конструктивные замечания.

Работа выполнена при поддержке фонда «Династия».

1. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
2. М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов, Д.М. Шамсутдинов, *Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны*, Гилем, Уфа (2007).
3. А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
4. А.В. Михайлов, А.И. Яремчук, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 296 (1984).
5. А.И. Яремчук, *ТМФ* **62**, 153 (1985).
6. А.Б. Борисов, В.В. Киселев, Г.Г. Талуц, *ФНТ* **9**, 170 (1983) [*Sov. Low. Temp. Phys.* **9**, 86 (1983)].
7. А.Б. Борисов, В.В. Киселев, *ФММ* **58**, 238 (1984).
8. В.М. Елеонский, Н.С. Новожилова, Н.Е. Кулагин, *ЖЭТФ* **89**, 2174 (1985).
9. A.S. Kovalev and N.T. Kulagin, *Dynamics of Hole-like Solitons in Stable Condensate*, in: *Nonlinear and Turbulent Processes in Physics*, Naukova Dumka, Kiev (1988), v. 2.
10. Н.Н. Ахмедиев, А. Анкевич, *Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки*, Физматлит, Москва (2003).
11. В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский, *Теория солитонов. Метод обратной задачи*, Наука, Москва (1980).
12. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, *Эллиптические и автоморфные функции, функции Ламе и Матье*, Наука, Москва (1967).
13. A.V. Mikhailov in: *Solitons, Modern Problem in Condensed Matter*, S.E. Trullinger, V.E. Zakharov, and V.L. Pokrovsky (eds.), Elsevier Sciences Publishers (1986), v. 17, p. 625.
14. Yu.L. Rodin, *Physica* **D11**, 90 (1984).
15. А.Б. Борисов, В.В. Киселев, *ТМФ*, **54**, 246 (1983).
16. В.И. Арнольд, *Математические методы классической механики*, Наука, Москва (1974).
17. M. Steiner, J. Villain, and C. Windsor, *Adv. Phys. Solids* **25**, 87 (1976).

Solitons on the pumping wave background in a ferromagnet with easy axis anisotropy

V.V. Kiselev and A.A. Rascovalov

Exact solutions of Landau–Lifshitz equation for a ferromagnet with an easy axis anisotropy, which describe the interaction of nonlinear precession wave of arbitrary amplitude with soliton-like objects such as breathers, solitary domains and domain boundaries, are obtained. Changes of internal structure and physi-

cal parameters of solitons due to the interaction with magnetization wave are analyzed. It is shown, that both solitary domains and domain boundaries move towards the wave. Conditions for the destruction of solitons by the nonlinear magnetization wave are deduced.

PACS: 75.60.Ch. Domain walls and domain structure.

Keywords: solitary domains, domain boundaries, nonlinear magnetization wave, Landau–Lifshitz equation, Riemann problem.