

СОУДАРЕНИЕ КЛАСТЕРОВ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА

М.В. Четкин, И.В. Парыгина, В.Б. Смирнов,
С.Н. Гадецкий, А.К. Звездин, А.Ф. Попков

Экспериментально показано, что при соударении двух кластеров ВБЛ имеют место законы сохранения топологического заряда и импульса несмотря на то, что затухание в системе велико. При лобовом столкновении двух одинаковых кластеров возникает бризер, время жизни которого близко ко времени релаксации изгиба ДГ.

Регистрация движущихся кластеров вертикальных блоховских линий (ВБЛ) осуществлена в работах^{1, 2}. В них было показано, что при большом затухании в магнитной системе кластеры ВБЛ сопровождаются уединенными волнами прогиба доменной границы (ДГ) несимметричной формы, возникающими из-за действия гироскопической силы в соответствии с предсказаниями теории (см.²). Передний фронт уединенной волны очень резкий, задний затянутый. При одной и той же скорости ДГ кластеры, содержащие большое число ВБЛ, движутся медленнее, чем кластеры из меньшего числа ВБЛ. В связи с этим возникает возможность экспериментально исследовать, что произойдет в результате соударения двух кластеров: маленького, движущегося быстрее, и большого при встречном и одностороннем движении.

Регистрация двух положений динамической ДГ, имеющей скорость 15 м/с, с движущимися вдоль нее кластерами ВБЛ осуществлялась как в^{1, 2}. Оба кластера создавались с помощью одной токовой петли, пересекающей ДГ. В нее через необходимый интервал времени подавались два импульса тока различных амплитуд. Два положения двух кластеров ВБЛ на динамической ДГ представлены на рис. 1, полученном методом двукратной высокоскоростной фотографии. В первом положении маленький кластер, содержащий 2–4 пары линий Блоха, сзади большого, содержащего 6–8 пар линий Блоха, догоняет его, оба движутся справа налево. Во втором положении впереди уже маленький кластер, амплитуда и скорость которого равны амплитуде и скорости маленького кластера до соударения. То же самое относится и к большому кластеру. Из серии аналогичных двукратных фотографий были получены зависимости скоростей двух кластеров до и после их соударения в зависимости от их взаимного расстояния. Они представлены на рис. 2. Видно, что при больших положительных x , скорости кластеров отличаются в ~ 2 раза. С уменьшением x скорость маленького кластера возрастает процентов на 10–20. Этот результат связан с тем, что когда маленький кластер догоняет большой, $(\partial q / \partial x)$ на переднем фронте уединенной волны прогиба ДГ, сопровождающей маленький кластер,

уменьшается. Его скорость возрастает в соответствии с результатом, полученным теоретически². На заднем фронте уединенной волны прогиба ДГ закрутка азимутального угла мала. Все его изменения происходят в малой области вблизи максимума изгиба ДГ. При отрицательных x мы снова имеем два кластера, движущихся в ту же сторону с прежними, как и до соударения скоростями. Реализовать такого типа эксперимент для флюксонондов в протяженном контакте Джозефсона нелегко.

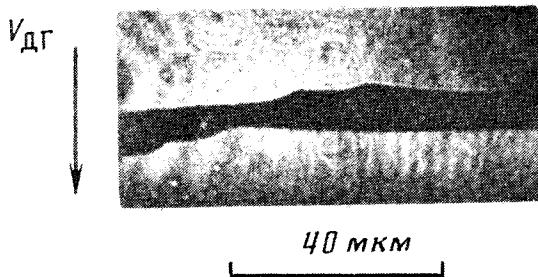


Рис. 1. Двукратная высокоскоростная фотография положений двух кластеров ВБЛ на динамической ДГ, движущихся с различными скоростями до (верх) и после (низ) соударения при однонаправленном движении через интервал времени 700 нс

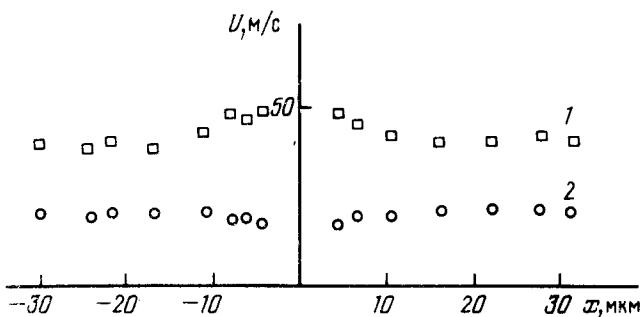


Рис. 2. Зависимости скоростей маленького (1) и большого (2) кластеров в ВБЛ от расстояния между ними до и после столкновения

Таким образом, в системе с сильной диссипацией (безразмерный параметр затухания в уравнении Ландау–Лифшица $\alpha = 0,4$) при соударении двух кластеров, движущихся в одну и ту же сторону, выполняются законы сохранения импульса и топологического заряда. Здесь, по-существу, реализуется упругий центральный удар в одномерной системе, какой, не принимая во внимание изгиба ДГ, она и является. В одномерных магнетиках солитоны наблюдались по рассеянию нейtronов, однако, интерпретация такого рассеяния весьма сложна³.

При движении двух кластеров ВБЛ навстречу, необходимо, чтобы направления закрутки азимутального угла в ДГ в них были противоположны. При лобовом столкновении двух одинаковых по амплитуде содержащих 2–4 пары линий Блоха с противоположными топологическими зарядами кластеров возникает бризер (рис. 3). После сближения происходит взаимопроникновение кластеров (рис. 3б). Их равные по знаку топологические заряды аннигилируют, а изгиб доменной границы релаксирует за время порядка 1 мкс, что соответствует времени релаксации изгиба ДГ в градиентном магнитном поле. Это время определяется соотношением $\tau^{-1} = \mu(dH/dx)$, при $\mu = 1,2 \cdot 10^2 \text{ см/сЭ}$ и $dH/dx = 1000 \text{ Э/см}$, получаем $\tau = 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Картина возникновения бризера на рис. 3 идентична картине, возникающей при столкновении флюксона и антифлюксона в протяженном джозефсоновском контакте⁴. Представляют интерес аналогичные исследования в пленках ферритов-гранатов с меньшими кластерами, содержащими меньшее число ВБЛ, и рекордно малыми затуханиями.

В результате лобового столкновения двух разных по амплитуде кластеров ВБЛ продолжает двигаться один кластер, его направление движения совпадает с направлением движения большого кластера, амплитуда равна разности амплитуд. Полученные результаты свидетельствуют о проявлении законов сохранения импульса и топологического заряда при столкновении двух кластеров ВБЛ движущихся с разными скоростями в одну и ту же сторону и при лобовом столкновении двух кластеров с равными числами ВБЛ, и с противоположными топологическими зарядами в системе с большим затуханием.

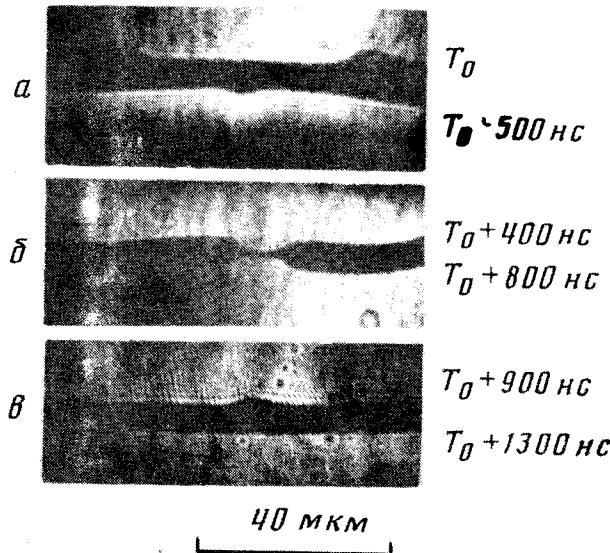


Рис. 3. Двукратные высокоскоростные фотографии, иллюстрирующие процесс лобового столкновения двух одинаковых кластеров ВБЛ и возникновение бризера

Для описания динамики ВБЛ используют обычно уравнения Слончевского

$$2A \nabla^2 \psi - 2\pi M_S^2 \sin 2\psi - \alpha M_S \gamma^{-1} \dot{\psi} + \gamma^{-1} \Delta^{-1} M_S \dot{q} = 0, \quad (1a)$$

$$(2M_S/\mu) \dot{q} - \sigma \nabla^2 q + kq = 2M_S(H_z - \gamma^{-1} \dot{\psi}), \quad (1b)$$

где M_S – намагниченность насыщения, A – константа неоднородного обмена, Δ , μ – толщина, подвижность и энергия ДГ, kq – возвращающая сила, действующая на ДГ при выведении ее из положения равновесия, α – безразмерная константа затухания Ландау–Лифшица. Плоскость ДГ параллельна плоскости xz , ось $z \parallel n$ -нормали к плоскости пленки. Уравнения (1) имеют интересную асимптотику. При большой возвращающей силе $|kq| \gg | \sigma \nabla^2 q |, | 2M_S/\mu \dot{q} |$ из (1б) следует

$$q = K^{-1} 2M_S(H_z) - \gamma^{-1} \dot{\psi}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1а), получим

$$\ddot{\psi} - c^2 \nabla_\perp^2 \psi + \frac{1}{2} \omega_p^2 \sin 2\psi = \nu \dot{\psi} - \gamma \dot{H}_z, \quad (3)$$

где $c = \gamma(A \Delta k M_S^{-2})^{1/2}$, $\omega_p = \gamma(2\pi k \Delta)^{1/2}$, $\nu = \alpha 2\pi M_S$ – скорость, щель в спектре и частота затухания винтеровских магнонов. Это уравнение совпадает по форме с уравнением для фазы параметра порядка распределенного перехода Джозефсона. В этой асимптотике одиночная ВБЛ описывается односолитонным решением (кинк), кластер ВБЛ – многосолитонным. Отмеченный изоморфизм уравнения дает основание заключить, что в обнаруженных экспериментально эффектах столкновения и аннигиляции кластеров ВБЛ

проявляются известные из теории⁵ свойства многосолитонных (и бризерных) решений уравнения sin-Gordon с характерным частицеподобным поведением.

Рассмотренная асимптотика уравнений Слончевского, важная с принципиальной точки зрения, недостаточна для более детального описания поведения кластеров ВБЛ, которые изучались на опыте. В наших условиях нужно учитывать изгиб ДГ, возникающий при движении ВБЛ (это необходимо и для визуализации движущихся ВБЛ), то есть второе слагаемое в (1б). Тогда связь смещения ДГ q и угла ψ будет нелокальной, и уравнение для ψ не сводится к уравнению sin-Gordon. В этом более общем случае сохраняется частицеподобное поведение кластеров ВБЛ. Для приближенного описания такого поведения кластеров ВБЛ можно использовать редуцированные уравнения, оперирующие с усредненными характеристиками кластеров x_i, P_i, N_i — координатой "центра тяжести", импульсом, числом ВБЛ (топологическим зарядом). Уравнение свободного движения i -го кластера имеет вид

$$\frac{dP_i}{dt} + \frac{N_i m_L \dot{x}_L}{\tau_L} (1 + \frac{\pi^2}{8b} N_i \frac{\dot{x}_L^2}{S^2}) - \frac{2M_S \pi}{\gamma} N_i V_z = 0, \quad (4)$$

$$P_i = N_i m_L \dot{x}_L (1 + \frac{\dot{x}_L^2}{S^2}), S = (8\pi\gamma^2 A)^{1/2}, m_L = \pi(4b\gamma^2 Q^{1/2})^{1/2}, \tau_L = \pi(16\alpha b\gamma M_S)^{-1}, b = (k\Delta/2\pi M_S^2)^{1/2}, Q = K_u/2\pi M_S^2, V — скорость ДГ, K_u — константа одноосной анизотропии.$$

Уравнение (4) является обобщением уравнений для одиночной ВБЛ, полученных в⁶. Наличие нелинейного вязкого трения кластера (второе слагаемое в (4)) обеспечивает существование в одной движущейся ДГ двух (или более) различных кластеров ($N_1 \neq N_2$), движущихся стационарно с различными скоростями.

Постоянная времени τ_L — характеризует скорость потери импульса кластера за счет трения. Она проявляется в опытах по аннигиляции кластеров с противоположными топологическими зарядами при лобовом столкновении. В условиях нашего эксперимента $M_S = 10^2$ Гс, $\alpha = 0,4$, $\Delta = 10^{-6}$ см, $K_u = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³, $b \approx 5 \cdot 10^{-3}$, отсюда, согласно (4), $\tau_L \approx 0,5 \cdot 10^{-6}$ с, что близко к измеренному значению $\tau_{\text{эксп}} \approx (0,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ с.

По нашему мнению законы сохранения топологического заряда и импульса выполняются, когда столкновение кластеров является "упругим", для чего необходимо, чтобы $t_{\text{ст}} \ll \tau_L$, $t_{\text{ст}}$ — длительность столкновения. В наших условиях $t_{\text{ст}} \approx l_{\text{кл}}/\Delta U \ll \tau_L$, где $l_{\text{кл}}$ — длина меньшего кластера, ΔU — разность скоростей кластеров, то есть условия упругости столкновения действительно выполняются.

Из уравнения (4) следует также, что при условии сохранения топологических зарядов N_1 и N_2 во время столкновения, сохраняются скорости \dot{x}_1 и \dot{x}_2 до и после столкновения. Для описания деталей самого столкновения кластеров необходим численный анализ уравнений Слончевского и их обобщения на случай большой кривизны ДГ.

Литература

1. Четкин М.В., Смирнов В.Б., Парыгина И.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 597.
2. Четкин М.В., Смирнов В.Б., Попков А.Ф. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 164.
3. Изюмов Ю.А. УФН, 1988, 155, 553.
4. Fujinaki A., Nakajina K., Sawada Ya. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2895.
5. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов. Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980, с. 320; Dodd Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988, с. 694.
6. Гвоздин А.К., Попков А.Ф. ЖЭТФ, 1986, 91, 1789.