

# ГЕНЕРАЦИЯ И ГИРОСКОПИЧЕСКАЯ КВАЗИРЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДИНАМИКА АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ ОРТОФЕРРИТА ИТТРИЯ

*М. В. Четкин\*, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, О. А. Борщеговский*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 ноября 2005 г.

Обнаружена необычная нелинейная зависимость скорости антиферромагнитного вихря вдоль доменной границы от скорости движения самой доменной границы с максимумом, положение которого зависит от величины топологического заряда. При дальнейшем росте скорости доменной границы, вплоть до предельной, скорость вихря уменьшается и стремится к нулю. Полная скорость антиферромагнитного вихря нелинейно возрастает с ростом скорости доменной границы, а затем насыщается на уровне 20 км/с, равном скорости спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии. Предложена аппроксимация полученных экспериментальных данных, удовлетворительно описывающая экспериментальные результаты. Динамика антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия является квазирелятивистской, как и динамика самой доменной границы, и гироскопической.

PACS: 75.60.Ch

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика топологических магнитных солитонов — доменных границ и вертикальных блоховских линий — антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферритов существенно отличается от известных результатов для других исследованных ферромагнетиков. Динамика топологических магнитных солитонов в ортоферритах — это, во-первых, сверхзвуковая динамика, которая никогда раньше не наблюдалась экспериментально ни в одном из исследованных ранее магнитоупорядоченных веществ [1, 2], во-вторых, динамика квазирелятивистская с предельной скоростью, равной скорости спиновых волн на основном линейном участке их закона дисперсии [3–6]. Такая динамика также никогда нигде раньше не наблюдалась. В ортоферритах с взаимодействием Дзялошинского–Мория существует возможность управлять движением доменных границ и через них движением антиферромагнитных вихрей с помощью небольших магнитных

полей. В антиферромагнетиках такой возможности нет. Скорость движения доменных границ в ортоферритах с ростом магнитного поля сначала линейно, а затем и нелинейно возрастает, после чего насыщается на уровне 20 км/с, достигая предельной скорости. На сегодняшний день это рекордно высокая скорость топологических магнитных солитонов. Дозвуковые и сверхзвуковые скорости доменных границ в ортоферритах исследовались с помощью методики Сикстуса–Тонкса [2]. Видоизменение этой методики с использованием двух световых пятен, последовательно пересекаемых движущейся доменной границей, позволило впервые экспериментально найти предельную скорость движения доменных границ и интерпретировать ее как скорость спиновых волн на основной линейной части их закона дисперсии [1, 3]. Теория квазирелятивистской динамики доменных границ ортоферритов была построена Звездиным [7]. Было найдено решение уравнений Ландау–Лифшица для движущейся доменной границы с разворотом векторов антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  и слабого ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  в плоскости  $ab$ . Теория квазирелятивистской динамики доменных

\*E-mail: chetkin@magn.ru

границ ортоферритов была построена Барьяхтаром, Ивановым и Сукстанским [8]. Лагранжиан для этих кристаллов был получен Андреевым и Марченко [9]. Этот лагранжиан содержит лоренц-инвариантную часть с предельной скоростью, равной скорости спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии.

Возможность существования антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферритов была предсказана Фарзтдиновым с сотрудниками [10] и Малоземовым и Слопчевским [11]. Эта возможность связана с вращением векторов антиферромагнетизма и слабого ферромагнетизма в доменных границах ортоферритов в двух противоположных направлениях. В переходных участках доменных границ между этими двумя участками с вращением векторов  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{m}$  в противоположных направлениях могут существовать антиферромагнитные вихри. Их структура была обсуждена в работе [10]. Однако до середины 90-х годов антиферромагнитные вихри никто не наблюдал экспериментально. Они не были обнаружены и при исследованиях сверхзвуковой и спин-волновой динамик доменных границ в тонких пластинках ортоферритов. Эти исследования [1–6] показали, что на зависимости скорости движения доменных границ ортоферритов от магнитного поля отсутствуют участки с отрицательной дифференциальной подвижностью, как это имеет место, например, в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов. Динамика спиновых вихрей в доменных границах пленок ферритов-гранатов была исследована в большом количестве работ. Было в частности показано, что спиновые вихри в доменных границах пленок ферритов-гранатов движутся со скоростями вплоть до сотен метров в секунду [4, 12, 13] и обладают солитоноподобными свойствами [14]. После лобовых столкновений таких спиновых вихрей они продолжают двигаться в прежних направлениях с прежними скоростями [14]. В теоретической работе [15] рассмотрены спиновые вихри в доменных границах одноосных антиферромагнетиков.

В данной работе представлены результаты исследований динамики спиновых антиферромагнитных (АФМ) вихрей на движущейся доменной границе ортоферрита иттрия. Приведены данные по генерации пар АФМ-вихрей с различными топологическими зарядами в тонких пластинках ортоферрита иттрия различных толщин при резком локальном уменьшении сверхзвуковой скорости доменных границ. Исследованы скорости движения антиферромагнитных вихрей вдоль доменной границы в зависимости от скорости движения самой доменной гра-

ницы. Полученные результаты не имеют аналогов в динамике спиновых вихрей магнитоупорядоченных веществ. С ростом скорости движения доменной границы скорости АФМ-вихрей вдоль доменной границы растут, достигают максимума, а затем уменьшаются по мере приближения скорости доменной границы к ее предельному значению, равному скорости спиновых волн на линейном участке закона дисперсии. Максимум достигается тем раньше, чем меньше топологический заряд АФМ-вихря. Полная скорость АФМ-вихря нелинейно растет со скоростью доменной границы и насыщается на уровне 20 км/с, равном предельной скорости доменной границы. Частично результаты данной работы опубликованы ранее [5, 6, 16]. Насыщение скорости АФМ-вихря происходит тем раньше, чем меньше топологический заряд антиферромагнитного вихря. Динамика антиферромагнитного вихря в доменной границе ортоферрита иттрия является квазирелятивистской, как и динамика самой доменной границы под действием «продвигающего» (driving) магнитного поля. Необычно высокие предельные скорости движения доменных границ в ортоферритах являются результатом прецессии спинов в них с частотой антиферромагнитного резонанса в миллиметровой области спектра, как это было впервые отмечено в работах [3, 4]. Этот последний факт использован в работе [17] для поиска сверхбыстрого перемагничивания пластинок редкоземельных ортоферритов. Теория квазирелятивистской динамики доменных границ в ортоферритах, как уже отмечалось, была построена в работах [7, 8]. Теория гироскопической динамики спиновых АФМ-вихрей в доменных границах ортоферритов, экспериментально исследованной в нашей работе, пока не построена. Но некоторые результаты в предположении большой гироскопической силы, действующей на АФМ-вихри, были получены в работе [18]. Наши экспериментальные результаты по динамике АФМ-вихрей и их столкновениям являются следствием существования необычно большой гироскопической силы, нарушающей лоренц-инвариантность их динамики в ортоферрите иттрия. Солитоноподобное поведение АФМ-вихрей пока не обнаружено.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Спиновые вихри в доменных границах ортоферритов не были обнаружены в исследованиях зависимостей скоростей доменной границы от продвигающего их магнитного поля. Однако эти исследо-

вания помогли найти экспериментальную методику генерации спиновых АФМ-вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия. Было установлено [4], что для неелевской доменной границы, где вращение векторов  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{m}$  происходит в плоскости  $ac$ , имеет место интервал продвигающего магнитного поля, в котором скорость доменной границы постоянна и равна скорости поперечного звука. Этот интервал постоянства скорости доменной границы зависит от толщины исследуемой пластинки [4]. При толщине пластинки 80–100 мкм этот интервал равен 20–30 Э, при толщине пластинки 30–40 мкм он увеличивается до 150 Э. Существующая теория объясняет зависимость ширины интервала постоянства скорости от подвижности доменной границы, но не объясняет ее зависимости от толщины пластинки [4, 19]. После движения доменной границы со скоростью поперечного звука происходит довольно резкое увеличение скорости до сверхзвуковых величин: 12–14 км/с и 10–12 км/с в пластинках толщиной соответственно 40 и 80 мкм, как это видно из рис. 1. При этом видимая толщина доменных границ резко увеличивается, они наклоняются к поверхности образца, вырезанного перпендикулярно оптической оси, и становятся неустойчивыми. На зависимости скорости доменной границы от магнитного поля для образца толщиной 80 мкм видна также область постоянства скорости при ее равенстве скорости продольного звука 7 км/с. Резкое локальное торможение сверхзвуковой доменной границы с помощью локального тормозящего магнитного поля одиночного проводника или локального дефекта в образце приводит к генерации пары спиновых антиферромагнитных вихрей, движущихся в противоположные стороны с одинаковыми по абсолютной величине скоростями. Для исследования динамики полученных указанным выше способом спиновых антиферромагнитных вихрей в движущихся доменных границах ортоферрита иттрия была использована методика двукратной высокоскоростной фотографии [5, 6], использованная ранее для исследований динамики самой доменной границы [4].

Из начального участка зависимости скорости движения доменной границы от магнитного поля, представленной на рис. 1, определены подвижность  $\mu$  и безразмерный параметр  $\alpha$  в уравнении Ландау–Лифшица. Оказалось, что  $\alpha = 10^{-5}$ ; это является рекордно малой величиной для всех известных магнитоупорядоченных сред.

Исследования динамики антиферромагнитных вихрей на доменных границах ортоферрита иттрия проводились методом цифровой двукратной высоко-

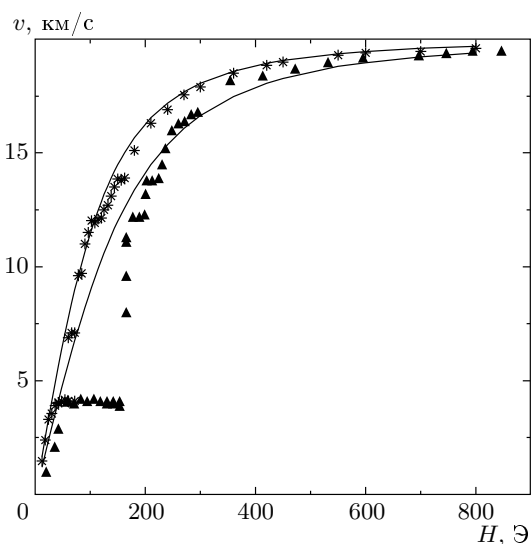


Рис. 1. Зависимости скорости доменной границы от магнитного поля в пластинках ортоферрита толщиной 40 мкм (треугольники) и 80 мкм (звездочки). Сплошными кривыми представлены зависимости  $v(H) = \mu H / \sqrt{1 + (\mu H/c)^2}$ , где  $\mu$  — подвижность доменной границы

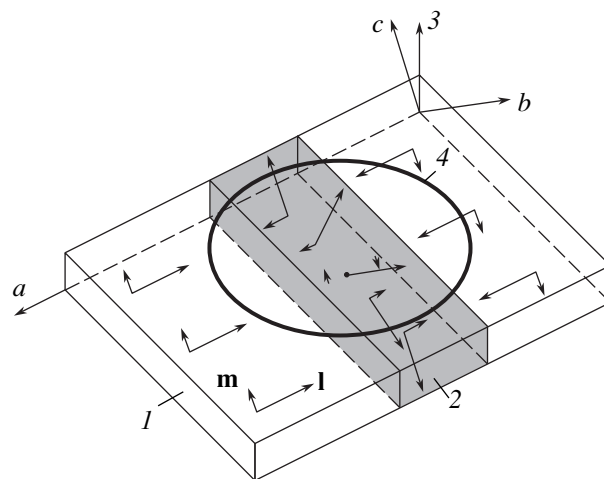


Рис. 2. Пластика ортоферрита иттрия (1) в двухдоменном состоянии с единственной доменной границей (2), перпендикулярная оптической оси (3), с указанием основных кристаллографических направлений  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и направлений векторов антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  и слабого ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  в доменах и доменной границе; 4 — катушки для создания продвигающего импульсного магнитного поля

скоростной фотографии. Исследовались пластинки толщиной 40 и 80 мкм, вырезанные перпендикулярно оптической оси. Поворот плоскости поляризации света в этих образцах на длине волны 0.63 мкм был равен соответственно  $11^\circ$  и  $22^\circ$ . Это давало возможность четко регистрировать динамическую доменную границу с уединенными изгибными волнами, распространяющимися вдоль нее, через интервал времени 6–14 нс. Длительность лазерных импульсов света составляла 0.25 нс. Двухдоменная пластинка ортоферрита иттрия указанной выше ориентации представлена на рис. 2, где приведены направления векторов антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$ , векторов слабого ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  в соседних доменах и в единственной доменной границе с АФМ-вихрем с топологическим зарядом  $\pi$ . Единственная доменная граница неелевского типа в пластинке ортоферрита создавалась с помощью магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца с градиентом  $\text{grad}_a \mathbf{H}_\perp = 800$  Э/см. Постоянные магниты создавали как градиентное магнитное поле, так и магнитное поле порядка сотни эрстед, перпендикулярное плоскости доменной границы. Там же (рис. 2) показаны направления кристаллографических осей пластинки ортоферрита, а также катушки, в которых текут импульсные токи, в результате чего происходит движение доменной границы и изменение ее скорости после генерации на ней АФМ-вихрей.

Генерация пар АФМ-вихрей на сверхзвуковой доменной границе происходила после локального торможения ее небольшой части. Торможение могло происходить либо на локальном дефекте пластинки, либо в магнитном поле одиночного провода, пересекающего доменную границу под прямым углом. Обычно генерация спиновых вихрей вертикальных блоховских линий в пластинках ферритов-гранатов происходит в области с отрицательной дифференциальной подвижностью доменной границы. Но на зависимости скорости доменной границы ортоферрита от магнитного поля таких участков нет. Поэтому мы использовали в этом случае безгистерезисное резкое изменение скорости доменной границы от скорости поперечного звука до сверхзвуковой скорости и обратно. При этом доменная граница становится неустойчивой и наклоняется к плоскости  $bc$ . Локальное замедление малой части доменной границы, двигавшейся первоначально со скоростью 12–14 км/с для образца толщиной 40 мкм и со скоростью 10–12 км/с для образца толщиной 80 мкм, генерирует две уединенные изгибные волны равных амплитуд, двигающиеся в противоположных направлениях. Каждая из двух уединенных изгибных волн

сопровождается АФМ-вихрями с противоположными по знаку топологическими зарядами.

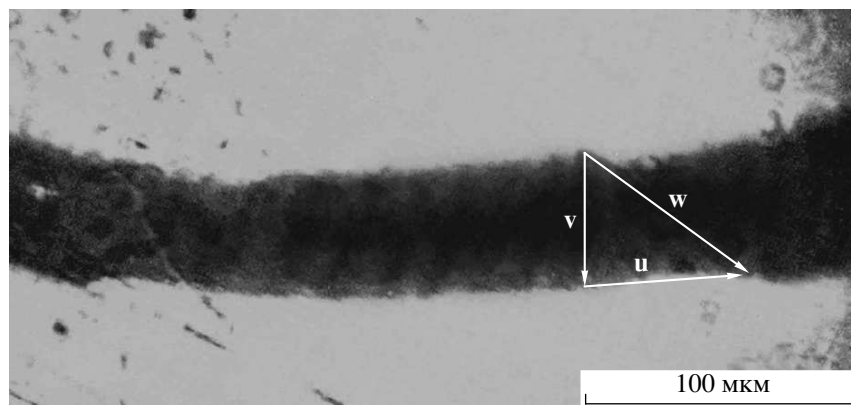
В центре АФМ-вихря вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  направлен вдоль оси трудного намагничивания  $b$ , а вектор  $\mathbf{m}$  равен нулю [10]. Генерация АФМ-вихрей происходит за счет избытка энергии в локально заторможенном участке доменной границы, движущейся первоначально со сверхзвуковой скоростью. На рис. 3 представлена двукратная высокоскоростная фотография динамической доменной границы в пластинке ортоферрита иттрия с уединенными изгибными волнами, распространяющимися вдоль нее в противоположные стороны. Доменная граница движется сверху вниз. Переход от серого к черному показывает первое положение доменной границы. Переход от черного к серому показывает второе положение доменной границы, движущейся под действием одного-единственного импульса магнитного поля. Задержка между двумя световыми импульсами равна 14 нс. На доменной границе отчетливо видна пара уединенных изгибных волн с очень резкими передними и затянутыми задними фронтами, отстающими как целое от движущейся доменной границы. На рис. 3 стрелками показаны скорость  $\mathbf{v}$  движения доменной границы, скорость  $\mathbf{u}$  уединенной изгибной волны, сопровождающей АФМ-вихрь, вдоль доменной границы и полная скорость  $\mathbf{w}$  уединенной изгибной волны.

Сверхзвуковая динамика доменных границ в пластинках ортоферрита является неоднородной, несмотря на градиентное магнитное поле, перпендикулярное поверхности образца. Используя двукратные высокоскоростные фотографии, аналогичные показанным на рис. 3, можно определить скорости  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{w}$  в реальном времени. После генерации пар АФМ-вихрей для изменения скорости доменной границы мы прикладывали второй импульс магнитного поля от дополнительной катушки, размещенной на образце соосно с основной катушкой, магнитное поле которой приводит к движению доменной границы.

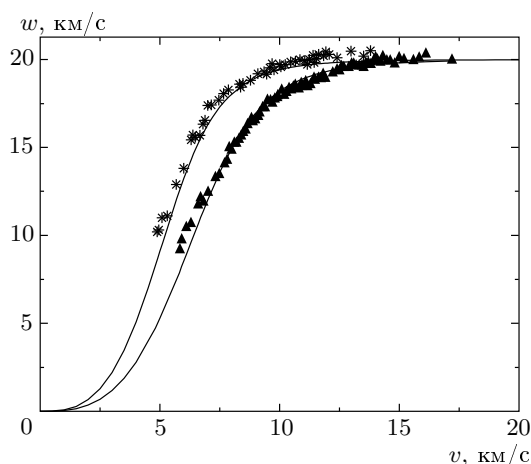
### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С помощью полученных на камере Nikon двукратных высокоскоростных цифровых фотографий были экспериментально изучены скорости  $\mathbf{u}$  АФМ-вихрей вдоль доменной границы и полные скорости  $\mathbf{w}$  этих вихрей как функции скорости  $\mathbf{v}$  самой доменной границы.

Зависимости  $w(v)$  полных скоростей АФМ-вихрей в двух исследованных пластинках ортоферрита



**Рис. 3.** Двукратная цифровая высокоскоростная фотография движущейся доменной границы с движущимися вдоль нее уединенными изгибными волнами, сопровождающими АФМ-вихри:  $v$  — скорость доменной границы,  $u$  — скорость уединенной волны вдоль доменной границы,  $w$  — полная скорость уединенной изгибной волны, сопровождающей АФМ-вихрь



**Рис. 4.** Экспериментальные зависимости полных скоростей АФМ-вихрей от скорости самой доменной границы в пластинках ортоферрита толщиной 40 мкм (треугольники) и 80 мкм (звездочки). Сплошными кривыми представлены вычисленные с помощью формулы (3) соответствующие зависимости

иттрия представлены на рис. 4. Зависимость  $w(v)$  нелинейно растет и насыщается на уровне 20 км/с при  $v = 12$  км/с в образце толщиной 40 мкм и при  $v = 10$  км/с в образце толщиной 80 мкм. АФМ-вихри с меньшими топологическими зарядами движутся быстрее, чем вихри с большими топологическими зарядами. На растущей части зависимости  $w(v)$  имеет место соотношение

$$u^2 + v^2 = w^2. \tag{1}$$

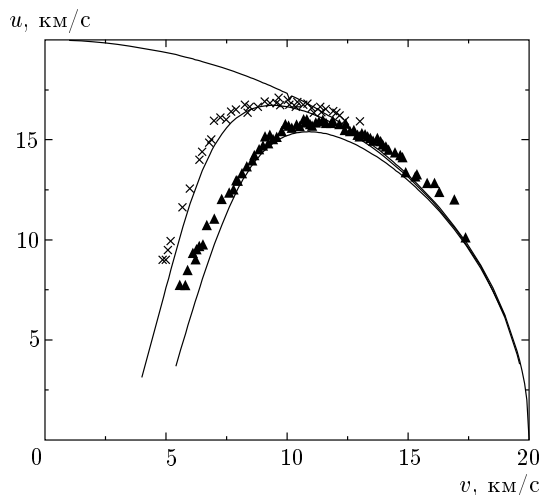
Зависимость скорости  $u(v)$  в образце толщиной 40 мкм представлена на рис. 5. С ростом скорости  $v$  зависимость  $u(v)$  нелинейно возрастает, достигает максимума  $u = 16$  км/с при  $v = 12$  км/с, а затем убывает и стремится к нулю при  $v \rightarrow 20$  км/с — предельной скорости доменной границы. На убывающем участке зависимости  $u(v)$  после максимума имеет место соотношение

$$u^2 + v^2 = c^2, \tag{2}$$

которое было получено Звездиным и Попковым для спиновых волн на движущейся доменной границе [20] при анализе результатов динамики кинков больших амплитуд на доменных границах ортоферрита иттрия [21].

Для пластинки толщиной 80 мкм зависимость  $u(v)$ , представленная на рис. 5, качественно похожа на аналогичную зависимость для образца толщиной 40 мкм, но максимум на ней и выход на зависимость  $u^2 + v^2 = c^2$  здесь наблюдаются раньше, т. е. при  $v = 10$  км/с. Топологический заряд АФМ-вихря в этом случае меньше, чем в случае образца толщиной 40 мкм. С ростом топологического заряда вихря положение максимума на зависимости  $u(v)$  смещается в область более высоких скоростей доменных границ. В области до этого максимума АФМ-вихри с меньшими топологическими зарядами движутся быстрее, чем вихри с большими топологическими зарядами.

Максимумы на зависимости  $u(v)$  для АФМ-вихрей никогда раньше не наблюдались экспериментально. Не наблюдались также максимумы и при



**Рис. 5.** Экспериментальные зависимости скоростей АФМ-вихрей вдоль доменной границы от скорости самой доменной границы в пластинках ортоферрита толщиной 40 мкм (треугольники) и 80 мкм (крестики). Сплошными кривыми представлены вычисленные соответствующие зависимости с использованием соотношений (1), (2) и (3)

движении вертикальных блоховских линий в пленках ферритов-гранатов при существенно меньших скоростях.

Таким образом, динамика АФМ-вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия является квазирелятивистской с предельной скоростью 20 км/с, так же как и динамика самой доменной границы ортоферрита. Квазирелятивизм динамики как доменных границ, так и АФМ-вихрей является результатом присутствия лоренц-инвариантной части в лагранжиане ортоферрита, полученном теоретически [9]. Внешние магнитные поля, используемые в эксперименте, не могут непосредственно продвигать АФМ-вихри в доменных границах. Они могут только тормозить передние фронты уединенных изгибных волн, сопровождающих АФМ-вихри. Единственной причиной движения АФМ-вихрей в нашем эксперименте может быть только необычно большая гироскопическая сила. О том, что эта сила велика, говорит необычный вид экспериментальных зависимостей  $w(v)$  и  $u(v)$ , показанных на рис. 4, 5.

Максимумы скоростей АФМ-вихрей вдоль доменной границы и насыщение их полных скоростей достигаются существенно раньше, чем насыщение скорости самой доменной границы. Причиной этого может быть более высокая подвижность АФМ-вихрей, чем подвижность доменной границы. Полученные экспериментально зависимости  $w(v)$  и

$u(v)$  невозможно линейно экстраполировать до нуля, их трудно выразить аналитически во всем диапазоне скоростей доменной границы ортоферрита. Однако нам удалось найти приближенные выражения для описания полученных экспериментальных зависимостей  $w(v)$  и  $u(v)$ , представленных на рис. 4 и 5:

$$w(v) = \frac{(\alpha v)^3}{c^2 \sqrt{1 + (\alpha v/c)^6}}. \quad (3)$$

При значении  $v$ , меньшем чем скорость, соответствующая максимуму на зависимости  $u(v)$ , выполняется соотношение (1), при большем — соотношение (2). Величина  $\alpha$  зависит от топологического заряда АФМ-вихря:  $\alpha = 2.6$  в пластинке толщиной 40 мкм и  $\alpha = 3.2$  в пластинке толщиной 80 мкм. Представленные на рис. 4 и 5 экспериментальные зависимости достаточно хорошо описываются приведенными выше выражениями, показанными сплошными линиями. Квадратичная зависимость  $u(v)$  обсуждалась нами в работе [22]. Она может быть связана с компонентой слабого ферромагнитного момента вдоль направления оси  $b$  в движущейся доменной границе, необходимого для существования гиросилы [23, 24]. Эта компонента, линейная по скорости  $v$ , приведена в книге [4]. Ненулевая гиросила в этом случае пропорциональна  $v^2$  [22] и уравновешивается силой трения, действующей на передний фронт уединенной изгибной волны, сопровождающей АФМ-вихрь. В теории гироскопической силы, действующей на спиновые вихри, разработанной к настоящему времени, существует только линейная связь между скоростями спинового вихря и доменной границы [23, 24] с небольшими добавками, пропорциональными кубу скорости доменной границы [24].

Из полученных нами экспериментальных результатов следует нелинейная зависимость гироскопической силы, продвигающей АФМ-вихрь вдоль доменной границы, от скорости самой доменной границы. Для построения теории гироскопической силы в ортоферритах представляет интерес экспериментально найти связь между величиной амплитуды уединенной изгибной волны, сопровождающей АФМ-вихри, и их скоростью вдоль доменной границы. Были проведены исследования амплитуды  $a$  уединенных изгибных волн в зависимости от скорости доменной границы в образце толщиной 40 мкм. Зависимости  $a(v)$  и  $u(v)$  при росте  $u$  до максимума оказались практически подобны. Поэтому связь амплитуды  $a$  уединенной изгибной волны с ее скоростью  $u$  вдоль доменной границы линейна.

Максимальная амплитуда уединенной изгибающей волны, показанной на рис. 3, составила 16 мкм для образца толщиной 40 мкм. Для образца толщиной 80 мкм эта амплитуда была 9 мкм. Поэтому и топологический заряд АФМ-вихря в пластине толщиной 40 мкм был больше, чем в пластинке толщиной 80 мкм. Поперечные размеры статических АФМ-вихрей с топологическим зарядом  $2\pi$  сравнимы с шириной доменной границы. В динамике они существенно *уже*.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В лоренц-инвариантных системах гироскопическая сила, действующая на спиновые вихри, должна быть равна нулю [4, 23, 24]. На изучаемые нами АФМ-вихри в доменных границах ортоферрита иттрия, как уже отмечалось выше, действуют большие гироскопические силы. Они приводят к насыщению полных скоростей АФМ-вихрей при скоростях доменных границ, существенно меньших, чем предельная скорость их движения. Большие гироскопические силы приводят и к необычным зависимостям скоростей АФМ-вихрей вдоль доменной границы от ее скорости, не наблюдавшимся ранее экспериментально в магнитоупорядоченных веществах. С существованием в ортоферритах очень больших гироскопических сил, нарушающих лоренц-инвариантность, связано и отсутствие солитоноподобного поведения АФМ-вихрей при встречных столкновениях. В результате такого столкновения АФМ-вихрей с одинаковыми по абсолютной величине топологическими зарядами происходит только их аннигиляция [5]. После встречных столкновений двух АФМ-вихрей с различными по абсолютной величине топологическими зарядами остается только один АФМ-вихрь с суммарным топологическим зарядом, движущийся в ту же сторону, что и АФМ-вихрь с большим по абсолютной величине топологическим зарядом до столкновения [5]. Эти результаты получены экспериментально и при минимальных скоростях доменной границы, равных 7 км/с для образца толщиной 80 мкм. Эксперименты по столкновениям АФМ-вихрей с малыми топологическими зарядами, особенно при малых скоростях движения доменной границы, могут стать полезными для поиска солитоноподобного поведения АФМ-вихрей. Эти эксперименты, возможно, помогут найти переход от больших к малым гироскопическим силам, действующим на АФМ-вихри.

Квази-релятивизм динамики АФМ-вихрей в до-

менных границах ортоферрита иттрия является результатом присутствия в лагранжиане этого кристалла лоренц-инвариантной части. Эта часть лагранжиана ответственна и за квази-релятивизм динамики самих доменных границ ортоферритов, исследованных экспериментально и теоретически. Квази-релятивизм как динамики доменных границ, так и динамики антиферромагнитных вихрей в ортоферритах имеет одну и ту же причину.

Существенно новым явлением, обнаруженным в настоящей работе, является необычно большая гироскопическая сила, действующая на антиферромагнитные вихри. Именно эта сила обеспечивает впервые обнаруженные экспериментально необычные зависимости скоростей АФМ-вихрей от скорости движения самой доменной границы. На этих зависимостях наблюдается максимум с последующим уменьшением скоростей доменных границ и их стремление к нулю с приближением скорости доменной границы к ее предельному значению.

Положение максимума на указанной зависимости связано с величиной топологического заряда АФМ-вихрей. С уменьшением этого заряда максимум смещается в сторону более низких скоростей доменной границы. До максимума АФМ-вихри с малыми топологическими зарядами движутся быстрее, чем вихри с большими топологическими зарядами. После максимума имеет место соотношение (2), одинаковое для АФМ-вихрей со всеми величинами топологических зарядов. Структура обнаруженных в нашей работе АФМ-вихрей, динамику которых мы исследовали, была теоретически предложена Фарзтиновым [10].

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод генерации АФМ-вихрей с различными топологическими зарядами на сверхзвуковой доменной границе ортоферрита иттрия. Динамические характеристики АФМ-вихрей, обнаруженные и исследованные в нашей работе, являются значительно более общими, чем было известно раньше для спиновых вихрей в пленках других магнитоупорядоченных веществ. Для теоретического описания полученных в работе экспериментальных результатов необходимо развитие теории гироскопической силы и релаксации АФМ-вихрей. Обнаружена необычная нелинейная зависимость скорости антиферромагнитного вихря вдоль доменной границы от скорости движения самой доменной границы с максимумом, положение которого зависит от величин

ны топологического заряда. При дальнейшем росте скорости доменной границы вплоть до предельной скорость вихря уменьшается и стремится к нулю. Полная скорость антиферромагнитного вихря нелинейно возрастает с ростом скорости доменной границы, а затем насыщается на уровне 20 км/с, равном скорости спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии. Предложена аппроксимация экспериментальных данных, качественно описывающая полученные результаты. Динамика АФМ-вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия является квазирелятивистской, как и динамика самой доменной границы, и гироскопической.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А. К. Звездину и Г. Е. Ходенкову за обсуждение результатов работы, А. М. Балбашову за предоставление монокристаллов ортоферрита иттрия и ЗАО «НПАО ФИД-Технология» за генератор импульсов тока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16572).

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. В. Четкин, А. Н. Шалыгин, А. де ла Кампа, ФТТ **19**, 3470 (1977).
2. С. Н. Tsang, R. L. White, and R. M. White, J. Appl. Phys. **49**, 6052 (1978).
3. М. В. Четкин, А. де ла Кампа, Письма в ЖЭТФ **27**, 168 (1978).
4. V. G. Bar'jakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, and S. N. Gadetskiy, Springer Tracts Mod. Phys., vol. 129, Berlin (1994).
5. M. V. Chetkin and Yu. N. Kurbatova, IEEE Trans. Magn. **34**, 1075 (1998).
6. М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, О. А. Борщеговский, Письма в ЖЭТФ **79**, 527 (2004).
7. А. К. Звездин, Письма в ЖЭТФ **29**, 553 (1979).
8. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, ЖЭТФ **78**, 1509 (1980).
9. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
10. М. М. Фарзтдинов, М. А. Шамсутдинов, А. А. Халфина, ФТТ **21**, 1522 (1979).
11. А. Малоземов, Дж. Слончевский, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
12. A. Thiaville, J. Ben Yousef, Y. Nacatani et al., J. Appl. Phys. **69**, 6090 (1991).
13. G. Roman, J. Theile, H. K. Krause, and J. Engemann, IEEE Trans. Magn. **23**, 2332 (1987).
14. M. V. Chetkin, I. V. Parygina, V. B. Smirnov et al., Phys. Lett. **140 A**, 428 (1989).
15. Ю. И. Джежеря, М. В. Сорокин, Е. А. Бубук, ЖЭТФ **127**, 633 (2005).
16. M. V. Chetkin, Yu. N. Kurbatova, T. B. Shapaeva, and O. A. Borschegovski, Phys. Lett. **337 A**, 235 (2005).
17. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev et al., Nature **435**, 655 (2005).
18. Е. Г. Екомасов, М. А. Шабалин, ФТТ **43**, 1211 (2001).
19. С. В. Гомонов, А. К. Звездин, М. В. Четкин, ЖЭТФ **94**, 133 (1988).
20. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, Письма в ЖЭТФ **39**, 348 (1984).
21. М. В. Четкин, С. Н. Гадецкий, Письма в ЖЭТФ **38**, 260 (1983).
22. М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, Письма в ЖЭТФ **73**, 334 (2001).
23. Ю. В. Мелихов, О. А. Переход, ФТТ **26**, 924 (1984).
24. А. К. Звездин, Кратк. сообщ. по физике ФИАН **6**, 28 (1999).