

Дифракция света на динамических упругих деформациях доменной границы в ортоферритах в момент преодоления звукового барьера

© А.П. Кузьменко, А.В. Каминский, Е.А. Жуков, В.Н. Филатов

Хабаровский государственный технический университет,
680035, Хабаровск, Россия

E-mail: kap@tiis.khstu.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 10 июля 2000 г.)

В редкоземельных ортоферритах $TmFeO_3$ и $DyFeO_3$ наблюдалась дифракция света на динамических деформациях, возбуждаемых при движении доменной границы в момент преодоления звукового барьера. Показано, что доменная граница в этот момент становится изогнутой по толщине пластинки образца. Определены время жизни возбуждений — 20 ns и их размер — $2 \cdot 10^{-4}$ см. Обнаружено изменение поляризации, сравнимое с вкладом от фарадеевского вращения для исследованных ортоферритов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ (грант в области фундаментального естествознания № 97-0-7.0-29).

В слабых ферромагнетиках — ортоферритах $RFeO_3$ (где R^{3+} — ион редкоземельного элемента или иттрия) — особенности кристаллической и магнитной структур позволяют рассматривать смещение доменной границы (DW) под действием магнитного поля в качестве основного механизма перемещения [1–6]. Удачное взаимное расположение оси легкого намагничивания и оптической оси наряду с высокой магнитооптической добротностью этих материалов в видимом диапазоне сделали ортоферриты удобным объектом для исследований динамики DW . Предельная скорость движения DW в $YFeO_3$ оказалась большей, чем у всех изученных к настоящему времени магнетиков. Экспериментально определенная величина этой скорости совпала с минимальной фазовой скоростью спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии и составила $19.74 \cdot 10^3$ м/с [1], что значительно превышает скорости поперечного (v_t) и продольного (v_l) звуков в этом материале. Зависимость скорости движения DW от амплитуды продвигающего магнитного поля $v(H)$ в $YFeO_3$ и ранее исследованных редкоземельных ортоферритах является нелинейной. В работе [1] показано, что на сверхзвуковых скоростях DW в $YFeO_3$ становится неоднородной. На зависимости $v(H)$ имеется целый ряд особенностей в виде "полочек" — интервалов магнитных полей ΔH , в пределах которых скорость DW практически не изменяется. Интервалы ΔH , наблюдаемые на скоростях v_t и v_l , как теоретически показано в работах [1,4], имеют магнитоупругую природу. Возникновение некоторых полочек при сверхзвуковых скоростях движения DW объясняется ее взаимодействием с пристеночными магнонами, возбуждаемыми в условиях параметрического резонанса [1,2]. Количество полочек на зависимости $v(H)$ и ширина ΔH возрастают по мере приближения скорости DW к предельной скорости C . Эти особенности наблюдаются в пластинчатых образцах $YFeO_3$ независимо от способа синтеза, типа DW (блоховская, неслевская или промежуточная), толщины, граничных условий на поверхностях и температуры в интервале 4.2–460 К [1,2].

Характерное для ортоферритов движение DW со сверхзвуковыми скоростями теоретически исследовалось в рамках динамической модели в сильнодиссипативном приближении [1,4], в которой учтено магнитоупругое взаимодействие с объемными акустическими волнами. Совместное решение уравнений магнитодинамики и упругости позволило получить зависимость движения магнитного момента внутри DW от внешнего поля с учетом магнитоупругого взаимодействия и диссипации энергии в упругой подсистеме. Была получена зависимость $v(H)$, хорошо согласующаяся с экспериментальной. При этом величины упругих динамических деформаций U'_t, U'_l , сопровождающих движущуюся DW , согласно [1,4], оказываются равными

$$U'_t = -\delta_t \sin \vartheta \cos \vartheta / C(1 - v^2/v_t^2),$$

$$U'_l = -\delta_l \sin^2 \vartheta / C(1 - v^2/v_l^2), \quad (1)$$

где $\delta_{t,l}$ — константы магнитоупругого взаимодействия, ϑ — угол между осью легкого намагничивания и направлением движения DW . Из этих выражений следует, что при приближении скорости DW к v_t или v_l величина упругой динамической деформации неограниченно возрастает. Одним из важных следствий этого является существенная перенормировка констант магнитной анизотропии, вплоть до смены знака. Перенормировка констант анизотропии должна приводить к изменению структуры и размеров DW и влиять на ее динамику, как это наблюдалось в работах [1,5].

В работе [3] по спектрам неупругого рассеяния света на движущейся DW исследованы параметры возбуждаемых динамических деформаций. Спектры мандельштамбриллоэновского рассеяния, формируемые за 10^6 проходов DW по пятну луча He–Ne-лазера при температурах жидкого гелия и комнатной, были использованы авторами для определения частоты и волнового вектора возбуждаемых фононов, которые составили 10 GHz и $3 \cdot 10^5$ см $^{-1}$ соответственно. В этих исследованиях

подтверждена ориентационная зависимость величины деформаций от направления движения DW . При отклонении направления движения DW от рациональных осей кристалла (a , b , c) DW взаимодействует со всеми тремя возможными модами фононных колебаний. Величина динамических деформаций DW в момент преодоления звукового барьера существенно возрастает, что было обнаружено экспериментально и обосновано теоретически [1,4].

В работе [5] Четкин и сотрудники показали, что на скорости движения DW , совпадающей со скоростью поперечного звука, ее видимая ширина уменьшается почти на порядок, а при переходе к сверхзвуковому движению вновь резко возрастает — практически до исходной ширины. Было высказано предположение, что в момент преодоления звукового барьера DW наклоняется на угол порядка 50° .

В [7] исследовалась дифракция Фраунгофера на неподвижной одиночной DW в ортоферритах. Образцом для исследований являлась пластинка ортоферрита $YFeO_3$ с толщиной $100 \mu m$. Дифракция наблюдалась на доменной границе между областями с противоположными направлениями намагниченности, после прохождения которых свет изменял поляризацию.

В отличие от $YFeO_3$ для редкоземельных ортоферритов (REO) характерно дополнительное магнитное упорядочение в подрешетке, образованной редкоземельными ионами. Это приводит к увеличению констант магнитоупругой связи в $RFeO_3$, по сравнению с их значениями в $YFeO_3$, и к усилению взаимодействий магнитной и фононной подсистем на околзвучковых скоростях движения DW .

Настоящая работа имеет цель исследовать особенности преодоления DW звукового барьера при импульсном перемагничивании в пластинчатых образцах REO типа $TmFeO_3$, $DyFeO_3$. Ранее исследования динамики DW в REO [1,2] проводились с помощью магнитооптического аналога индукционного метода Сикстуса–Тонкса, который не обеспечивал измерение столь высоких скоростей с достаточной точностью и не позволял исследовать форму DW . Достигнутые при исследованиях сверхзвуковой динамики DW в ортоферрите иттрия пространственное (менее $1 \mu m$) и временное (менее $1 ns$) разрешения [1,2] до сих пор не применялись для исследования динамики DW в REO.

1. Экспериментальные результаты

Для исследований были взяты образцы $TmFeO_3$ и $DyFeO_3$, выращенные в МЭИ методом бестигельной зонной плавки с оптическим нагревом. Образцы имели форму пластинок, вырезанных перпендикулярно оптической оси. Толщина образцов (около $60 \mu m$) обеспечивала наибольший магнитооптический контраст, что позволяло визуализировать динамические DW без применения усилителей яркости. Предварительно поверхности образцов обрабатывались в перегретой ортофосфорной

кислоте, что снимало напряжения и увеличивало подвижность DW .

Исследования выполнялись методом двукратной высокоскоростной микрофотографии [6]. Синхронизованная с импульсным магнитным полем подсветка динамической DW осуществлялась двумя импульсами субнаносекундной длительности от лазера на красителе Оксазин-17 с накачкой от азотного лазера в поперечном разрядом. Длина волны излучения $630 nm$ попадала в окно оптической прозрачности исследуемых образцов. Данный метод позволял проводить исследования в реальном масштабе времени. Усовершенствование метода позволило снизить погрешность измерений до 2% на скорости $20 \cdot 10^3 m/s$; погрешность фактически определялась только длительностью импульсов света [2]. Величина оптической задержки между двумя импульсами подсветки устанавливалась равной $15 ns$. Расстояние между двумя положениями движущейся DW — в начале и в конце этого интервала времени — использовалось для расчета величины скорости DW , что и позволило с высокой точностью исследовать зависимости $v(H)$ в образцах $TmFeO_3$ и $DyFeO_3$.

Как известно, подвижность DW в ортоферритах в зависимости от температуры изменяется как $1/T^2$ [1]. При комнатной температуре величина подвижности DW в REO на порядок ниже, чем в $YFeO_3$, что требует для исследования динамики DW в этих материалах применения больших магнитных полей. В связи с этим была исследована температурная зависимость подвижности DW в $TmFeO_3$. Максимум подвижности DW в исследованных образцах $TmFeO_3$ достигается при температуре $168 K$ и соответствует $860 cm/(s \cdot Oe)$. В ортоферрите тулия в интервале температур $94–98 K$ наблюдается переориентация слабого ферромагнитного момента от оси $[001]$ и оси $[100]$, что, видимо, объясняет уменьшение подвижности DW при температурах ниже $168 K$. Все исследования динамического поведения DW в образцах $TmFeO_3$ осуществлялись при $168 K$ в оптическом криостате с жидким азотом. Образец закреплялся на медном хладопроводе, что позволяло поддерживать температуру постоянной.

Исследования температурной зависимости подвижности DW в пластинчатых образцах $DyFeO_3$ с разными толщинами показали, что максимум ее величины достигается при комнатной температуре и составляет $340 cm/(s \cdot Oe)$. Низкая подвижность DW в этом ортоферрите позволила достигнуть скоростей движения DW лишь незначительно больших скорости продольного звука: $7.2 \cdot 10^3 m/s$. При этом зависимость $v(H)$ в этом ортоферрите, также как и в $TmFeO_3$, имела полочки ΔH на скоростях, равных $v_{t,l}$.

Микрофотография двойной динамической доменной структуры с чередующимися темными и светлыми полосами приведена на рис. 1, а. В момент перехода DW к сверхзвуковому движению, как и ранее в $YFeO_3$ [1], в исследуемых образцах $TmFeO_3$ наблюдается изменение формы первоначально прямолинейной DW . Как это

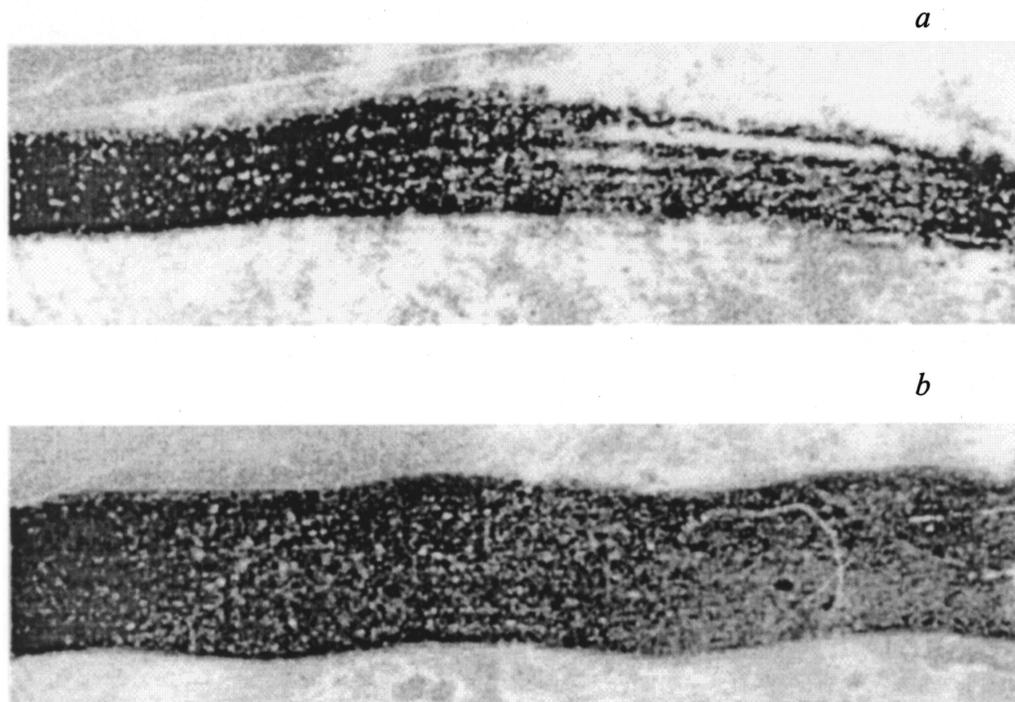


Рис. 1. Микрофотографии двойных динамических доменных структур в TmFeO_3 при 168 К с временной задержкой между световыми импульсами 15 ns. *a* — дифракция света, наблюдаемая на выделенном участке DW , в момент отрыва от упругих динамических деформаций. *b* — неоднородная DW на сверхзвуковой скорости движения, равной $8 \cdot 10^3$ м/с.

видно из микрофотографии (рис. 1, *a*), на DW возникает лидирующий участок. Слева и справа от лидирующего участка скорость DW еще остается равной скорости поперечного звука в TmFeO_3 — $3.6 \cdot 10^3$ м/с. В то же время скорость лидирующего участка DW уже превышает эту величину и достигает $5 \cdot 10^3$ м/с. (Все измерения динамических параметров DW осуществлялись с помощью компьютерной обработки исходных микрофотографий.)

Интенсивность света в наблюдаемых на рис. 1, *a* полосах убывает по мере удаления от лидирующего участка DW . Наиболее отчетливо такая модуляция светового излучения наблюдается в области, где уже произошел переход DW к сверхзвуковому движению — в темной области. При микрофотометрировании полосы просматриваются и в световой области, но имеют значительно меньшую интенсивность. Полная ширина области на темном фоне, в которой выявлено образование этих полос, составила $67.5 \mu\text{m}$. Следует отметить, что DW на скорости $v_t = 3.6 \cdot 10^3$ м/с за 15 ns проходит $54 \mu\text{m}$, а в области, где ее скорость становится сверхзвуковой и равной $5 \cdot 10^3$ м/с, соответственно $75 \mu\text{m}$. Таким образом, указанная область с четырьмя полосами из максимумов и минимумов интенсивности света оказывается меньше расстояния, проходимого DW со сверхзвуковой скоростью за время оптической задержки. За начало отсчета был принят лидирующий участок DW . Расстояние от него до центров наблюдаемых максимумов интенсивности света оказались равными 35, 50, 60, $67.5 \mu\text{m}$. Микрофотометрические измерения распределения ин-

тенсивности света относительно первой наблюдаемой светлой полосы дали следующие значения: 76, 64, 50 и 35% соответственно.

Аналогичная модуляция света имела место и в пластинчатом образце DyFeO_3 при переходе DW к сверхзвуковому движению. Подчеркнем, что модуляция света наблюдается только в момент преодоления DW звукового барьера. Об этом свидетельствует сравнение микрофотографий (рис. 1, *a* и *b*) для TmFeO_3 . На рис. 1, *b* представлена динамическая доменная структура при скорости DW $8 \cdot 10^3$ м/с. В этом случае образуются три лидирующих участка с радиусом закругления около $180 \mu\text{m}$. При этом модуляция интенсивности света не наблюдается.

2. Обсуждение

Как показано теоретически [1,4] и экспериментально [3], при движении DW на скоростях, близких к звуковым, от нее может отделяться локализованная динамическая деформация (упругий солитон) с размерами порядка нескольких размеров DW . Для объяснения наблюдаемой модуляции интенсивности света, прошедшего через пластинки образцов TmFeO_3 и DyFeO_3 , проанализируем возможности дифракции света на фазовых неоднородностях [8], образованных динамическими деформациями DW в момент ее перехода через звуковой барьер.

Характерный размер динамических деформаций, отделяющихся в этот момент от движущейся DW , должен быть сопоставим с толщиной доменной стенки и может составлять несколько μm . Будем исходить из того, что профиль динамических деформаций, отделившихся от DW , сохраняет форму DW в момент, предшествующий переходу к сверхзвуковому движению. В этих условиях наблюдаемая амплитудная модуляция света может обуславливаться дифракцией на фазовых неоднородностях, вызванных изменениями показателя преломления на указанных деформациях.

Отмеченные выше особенности метода двукратной импульсной микрофотографии позволили непосредственно зарегистрировать дифракционную картину, представленную на рис. 1, *a*, которая возникает в момент перехода DW через звуковой барьер. Аналогичная представленная на рис. 1, *a* дифракционная картина в момент преодоления DW звукового барьера наблюдалась также и при исследовании динамики DW в редкоземельном ортоферрите DyFeO_3 при комнатной температуре. Характерно, что ранее [1,2] при исследовании динамики DW в YFeO_3 подобное явление не было обнаружено. Этот факт может свидетельствовать о возрастании влияния редкоземельного магнитного упорядочения на поведение DW на оклозвуковых скоростях движения.

Проанализируем условия наблюдения дифракции света в этой ситуации. Исследования зависимости $\nu(H)$ показали, что для образца TmFeO_3 величина интервала магнитного поля ΔH_t , в котором наблюдается торможение при $\nu = \nu_t$, в несколько раз больше, чем ранее наблюдалась в образцах YFeO_3 с такими же толщинами. Величины этих интервалов составили 350 и 75 Ое соответственно. Практически величина ΔH_t для образца TmFeO_3 ближе к значению ΔH_t для образца YFeO_3 с малой толщиной (10 μm), когда $\Delta H_t = 500$ Ое [1,2]. Динамическая деформация, сопровождающая DW , в этом случае должна заметно возрастать, если исходить из предположения, что мощность, отдаваемая DW на ее возбуждение, возрастает с увеличением интервала ΔH_t . Полученная с учетом ΔH_t , скорости ν_t , времени движения DW , а также намагниченности насыщения M_0 , равной для TmFeO_3 140 Gs, величина этой мощности, по нашим оценкам, составляет несколько микроватт. В этих условиях может существенно измениться динамическое поведение и форма DW , как это ранее отмечалось в [1,3–5]. Наряду с этим наличие повышенной коэрцитивности приповерхностных слоев исследуемых образцов, на наш взгляд, может также способствовать изгибу первоначально плоской доменной стенки не только в плоскости образца, что наблюдается на рис. 1, *a* и *b*, но и по толщине. Кроме этого, согласно [1,3], в момент преодоления DW звукового барьера от нее может отделяться динамическая деформация, которая при $\nu > \nu_t$ будет отставать от DW , сохраняя некоторое время ее профиль. Это подтверждается данными [3,4], в которых отмечается, что профиль динамических деформаций имеет резкий передний и затянутый задний фронты.

При нормальном падении света на поверхность образца формирование дифракционной картины определяется модуляцией его фазы при пересечении различных участков искривленной по толщине образца границы. Различие расстояний между наблюдаемыми полосами не соответствует обычному распределению интенсивности света в дифракционной картине, в которой расстояние между главными максимумами должны быть примерно равными [8]. Для объяснения этого факта мы предположили, что каждая из наблюдаемых полос представляет результирующее распределение интенсивности света, дифрагированного на разных участках динамической деформации, отделившейся от неоднородной DW . Формирование обычной дифракционной картины с распределением интенсивности по разным порядкам не наблюдается, видимо, из-за отсутствия регулярной структуры в возбуждаемых DW деформациях [4]. Наличие нескольких дифракционных максимумов интенсивности указанного типа будет объяснено далее на основе анализа особенностей динамического поведения DW .

Падающий на исследуемую пластинку ортоферрита свет является линейно поляризованным. При отсутствии динамических деформаций после анализатора контрастная структура в виде темной области наблюдается в промежулке, пройденном DW за время оптической задержки, как показано на рис. 1, *b* или 1, *a* слева, за неискривленной DW . Появление динамических деформаций приводит к изменению поляризации в этой области, что и обуславливает образование светлых полос на темном фоне, соответствующих дифракционным максимумам указанного типа. Изменение поляризации света, возможно, связано с изменением упругооптических коэффициентов и (или) магнитооптической константы Верде для ортоферритов. Судя по наблюдаемому изменению контраста, оно становится сопоставимым с изменением поляризации за счет фарадеевского вращения. Угол поворота плоскости поляризации за счет эффекта Фарадея в образце TmFeO_3 толщиной в 60 μm составляет около 20°.

Обсудим особенности динамического поведения DW в момент преодоления звукового барьера. Как видно из рис. 2, зависимость $\nu(H)$, полученная для образца TmFeO_3 имеет явно нелинейный характер. Отметим, что аналогичный характер имеет зависимость $\nu(H)$ и в ортоферрите DyFeO_3 . Как уже отмечалось, на ней, также как и ранее для YFeO_3 , на скорости DW $\nu = \nu_t$ обнаруживается интервал ΔH_t , на котором величина скорости остается практически неизменной. Обсуждение других особенностей на зависимости $\nu(H)$ выходит за рамки настоящей работы. Здесь представлена расчетная зависимость $\nu(H)$, полученная на основе совместного решения уравнений магнитодинамики и упругости [1,4], на которой присутствуют участки с отрицательной дифференциальной подвижностью при скорости близкой к звуковой. Как следует из теоретической модели, основанной на вероятностном подходе к описанию динамики DW при $\nu = \nu_t$, движение DW становится неустойчивым. На динамическое поведение DW в этой ситуации суще-

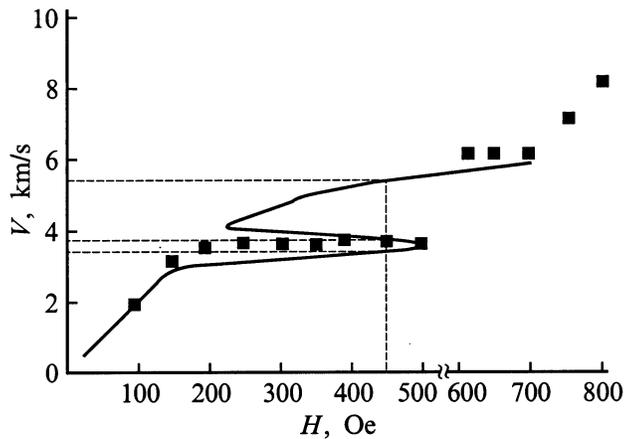


Рис. 2. Экспериментальная и расчетная зависимости скорости DW в пластинке ортоферрита тулия толщиной $60 \mu\text{m}$ при температуре 168 K .

ственное влияние оказывают флуктуационные механизмы, в качестве которых могут выступать неоднородности кристаллической и магнитной структуры, магнитного поля или упругие деформации, приводящие к фазовым переходам первого рода. Критическое поведение DW на околосвуковых скоростях, что следует из теоретических и экспериментальных данных [1–4], как показано на рис. 2, характеризуется ее движением с тремя возможными скоростями при одной величине магнитного поля, что типично для фазовых переходов первого рода. К этой динамической системе применимо правило Максвелла [1,4], согласно которому время движения DW со скоростью поперечного звука увеличивается, что обусловлено возрастанием амплитуды динамических деформаций, вызванных ее движением.

Для получения устойчивой двухдоменной структуры в образцах REO необходимо использовать градиентные поля, в несколько раз превышающие их значения для YFeO_3 . В частности, в TmFeO_3 и DyFeO_3 величина градиента этого поля достигает 2500 Oe/cm . Исходному положению DW соответствует область с нулевым значением этого магнитного поля. По мере смещения DW от положения равновесия под действием импульса магнитного поля результирующее магнитное поле равномерно уменьшается за счет указанного градиента. Вдали от скоростей звука в импульсных полях большей амплитуды влияние градиента на результирующее поле несущественно. Однако вблизи звуковых скоростей, когда динамическая DW уже находится в неустойчивом состоянии, любая флуктуация может стать значимой.

Для объяснения возникновения нескольких полос при дифракции света на динамических деформациях DW примем во внимание уменьшение величины продвигающего поля, вызванное влиянием поля градиентных магнитов. На расстоянии около $250 \mu\text{m}$ от статического положения DW наблюдается первая стационарная полоса. В этой точке результирующее поле уменьшается на 62.5 Oe . Отметим, что поле, в котором DW начинает

переход к сверхзвуковому движению в TmFeO_3 , в указанных условиях составляет величину порядка 500 Oe . Изменение амплитуды продвигающего магнитного поля приводит к тому, что DW , разогнавшись до скорости $v \geq v_t$, попадает в поле с величиной недостаточной для сверхзвукового движения. Тем не менее DW уже успела оторваться от сопровождающих ее динамических деформаций, что и привело к образованию первой (по времени появления) из наблюдаемых дифракционных полос. Аналогичным образом можно объяснить образование и последующих максимумов. Рост величины градиентной составляющей результирующего поля по мере продвижения DW по образцу от исходного положения (64.5 , 66.5 и 70.25 Oe) объясняет неэквидистантность наблюдаемых дифракционных картин, так как для разгона DW до скоростей, превышающих v_t , требуется все большее время.

Как показывает анализ микрофотографии, представленной на рис. 1, *a*, интенсивность света в наблюдаемых дифракционных полосах с течением времени убывает по линейному закону. Наибольшая скорость DW в момент отделения от деформаций составляет $5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, что позволяет определить время возникновения каждой из наблюдаемых дифракционных полос. Они формировались соответственно через 9 , 10 , 12 и 15 ns после перехода DW к движению со сверхзвуковой скоростью (большей v_t). Экстраполяция имеющихся данных уменьшения интенсивности света с течением времени позволяет оценить время жизни динамических деформаций, возбуждаемых DW в TmFeO_3 . Полученное таким образом время жизни динамических деформаций составило 20 ns .

Значения ширины наблюдаемых дифракционных полос оказались равными 14 , 8.5 и $3.25 \mu\text{m}$. Размер четвертой (по времени появления) полосы (L), интенсивность света в которой определяется, по всей видимости, недиссипированной динамической деформацией, позволяет оценить ее характерные размеры. Изображение формировалось на ближней к точке наблюдения поверхности образца. Положим, что основной вклад в этот максимум вносит центральная часть искривленной по толщине образца DW . На этой основе расстояние, на котором наблюдается дифракционная картина (S), примем равным половине толщины образца — $30 \mu\text{m}$. Угол, под которым происходит рассеяние дифрагирующего света, можно считать примерно равным L/S . С другой стороны, величина того же угла может быть выражена и через отношение λ/d , в котором λ — длина волны света, d — характерный размер динамической деформации. Определенная отсюда величина d в соответствии с указанными данными составила около $2 \mu\text{m}$. Этот размер примерно совпадает с видимой толщиной DW в ортоферритах; в то же время дифракция света в этих материалах наблюдается на статической DW , существенно меньшей ширины (порядка 40 nm [7]). Анализ наших и полученных в [7] экспериментальных данных позволяет сделать вывод об искривлении DW по толщине образца.

Приведенные выше размеры дифракционных максимумов позволяют заключить, что возникающие динамиче-

ские деформации не расплываются по форме, а лишь уменьшаются по интенсивности. Согласно [4], эволюции динамических деформаций поперечного и продольного типов имеют принципиальные различия. Для поперечной деформации характерно быстрое затухание и расплывание ее профиля, тогда как продольная деформация отличается большим временем жизни и сохранением формы. Описанные выше особенности в развитии динамических деформаций на скорости вблизи v_l косвенно свидетельствуют в пользу вывода о том, что в нашем случае имеет место одновременное возбуждение поперечных и продольных деформаций. На этой основе также можно заключить, что в момент преодоления звукового барьера DW изменяет форму и по толщине образца.

В заключение приносим благодарность М.В. Четкину за постоянный интерес и внимание к работе А.К. Звездину, А.Ф. Попкову, А.А. Мухину за полезные обсуждения полученных результатов, А.М. Балбашову за любезно предоставленные монокристаллы редкоземельных ортоферритов.

Список литературы

- [1] V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskii. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory. Springer Tracts in Modern Physics. Berlin (1994). Vol. 129. 179 p.
- [2] М.В. Четкин, А.П. Кузьменко, А.В. Каминский, В.Н. Филатов. ФТТ **40**, 9, 1656 (1998).
- [3] S.D. Demokritov, A.I. Kirilyuk, N.M. Kreines, V.I. Kudinov, V.B. Smirnov, M.V. Chetkin. J. Magn. Magn. Mater. **104**, 1, 663 (1992).
- [4] М.В. Звездин, А.М. Мухин. ЖЭТФ **102**, 8, 577 (1992).
- [5] M.V. Chetkin, Yu.N. Kurbatova, A.I. Akhutkina. Phys. Lett. **A215**, 211 (1996).
- [6] М.В. Четкин, А.П. Кузьменко, С.Н. Гадецкий, В.Н. Филатов. ПТЭ **3**, 196 (1984).
- [7] Y.S. Didosyan, H. Hauser, J. Nicolics, I.R. Yavorsky. J. Magn. Magn. Mater. **203**, 1–3 (1999).
- [8] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1970).