

10,05

## Упругие свойства монокристалла FeGe<sub>2</sub>

© Р.И. Зайнуллина, М.А. Миляев

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: Zainul@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 27 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 27 февраля 2019 г.

Принята к публикации 5 марта 2019 г.

Приведены результаты исследования температурных зависимостей скоростей распространения продольных и крутильных волн и внутреннего трения тетрагонального монокристалла FeGe<sub>2</sub> вдоль кристаллографических осей [100], [110] и [001]. В области температур магнитных фазовых переходов  $T_1 \approx 263$  К и  $T_2 \approx 289$  К наблюдаются скачкообразные уменьшения скоростей звука. Обнаружена большая анизотропия внутреннего трения в области существования несоизмеримой магнитной структуры ( $T_1 \leq T \leq T_2$ ).

**Ключевые слова:** звук, скорость, внутреннее трение, FeGe<sub>2</sub>.

DOI: 10.21883/FTT.2019.07.47847.394

### 1. Введение

Интерметаллическое соединение FeGe<sub>2</sub> имеет объемноцентрированную тетрагональную кристаллическую структуру типа CuAl<sub>2</sub> с  $a = 5.908$  Å и  $c = 4.955$  Å (пространственная группа  $I4/mcm$ ), в которой слои атомов железа чередуются со слоями атомов германия [1]. Химическая и магнитная решетки дигерманида железа совпадают. Этот материал необычен тем, что расстояния между ближайшими атомами в базисной плоскости (4.2 Å) и вдоль оси  $c$  (2.5 Å) резко различаются. Структурные свойства обуславливают сильную анизотропию магнитных свойств. В FeGe<sub>2</sub> имеют место два магнитных фазовых перехода при  $T_1 \approx 263$  К и  $T_2 \approx 289$  К. С понижением температуры в FeGe<sub>2</sub> реализуется следующая последовательность магнитных структур [1]: парамагнетизм ( $T > T_2$ ) — несоизмеримая структура ( $T_1 \leq T \leq T_2$ ) — коллинеарная антиферромагнитная структура ( $T < T_1$ ). В магнитоупорядоченных состояниях магнитные моменты лежат в базисной плоскости (001). Магнитные моменты ближайших соседей атомов Fe вдоль оси [001] имеют ферромагнитное расположение. Следующие за ближайшими атомы Fe расположены вдоль оси [110] с антиферромагнитным расположением моментов ниже  $T_1$ .

Хотя низкотемпературная коллинеарная антиферромагнитная структура FeGe<sub>2</sub> подтверждается также и исследованиями процессов намагничивания [2], однако обнаруженные осцилляционная зависимость интегральных интенсивностей брэгговских рефлексов, ступенчатый характер температурных зависимостей параметров решетки, осцилляционная температурная зависимость магнитной восприимчивости позволяют предположить, что при  $T < T_1$  FeGe<sub>2</sub> обладает более сложной магнитной структурой и существенную роль играет сильная связь магнитной и кристаллической структур [3]. Отметим, что осцилляции дифференциальной воспри-

имчивости обнаружены и при исследовании нанопроволок FeGe<sub>2</sub> [4].

Нет единого взгляда на то, определяется ли магнитный порядок в FeGe<sub>2</sub> только коллективизированными электронами, либо локализованные на ионах железа электроны также дают вклад в возникновение дальнего магнитного порядка. Согласно [5] магнитный порядок в антиферромагнитной фазе обусловлен только коллективизированными электронами и FeGe<sub>2</sub> называют зонным антиферромагнетиком [5,6].

Из нейтронографических данных и теоретических расчетов [1] следует, что в интервале температур между  $T_1$  и  $T_2$  несоизмеримая структура представляет собой либо плоскую спираль в базисной плоскости, либо сосуществование независимых поперечных и продольных волн спиновой плотности с волновыми векторами вдоль осей [100] и [010].

Согласно [7] несоизмеримая структура между парамагнитной и антиферромагнитной фазами представляет собой поперечную волну спиновой плотности при  $H = 0$ . В работе [8] полагают, что эта структура может быть несоизмеримой геликоидальной магнитной структурой, где магнитные моменты железа сохраняют ферромагнитный порядок вдоль оси [001], а в базисной плоскости образуют спиральную структуру с круговым годографом.

Таким образом, остается неясным тип несоизмеримой магнитной структуры в FeGe<sub>2</sub> в температурном интервале от  $T_1$  до  $T_2$ .

В работе Власова и др. [9] исследовались температурные зависимости скоростей распространения продольных ультразвуковых волн и внутреннего трения монокристалла FeGe<sub>2</sub> вдоль трех кристаллографических осей [100], [110] и [001]. Была выявлена большая анизотропия внутреннего трения в интервале температур между  $T_1$  и  $T_2$ . Сравнение кривых температурных зависимостей скоростей распространения продольных

ультразвуковых волн вдоль оси [100] для монокристаллов FeGe<sub>2</sub> и хрома [10] показывает, что указанные монокристаллы проявляют схожие аномалии при температурах фазовых переходов. Такое же сходство нами обнаружено при сравнении аномалий на температурной зависимости внутреннего трения монокристалла FeGe<sub>2</sub> и температурной зависимости затухания монокристалла хрома при распространении продольных звуковых волн вдоль оси [100] при температурах фазовых переходов [11,12]. Можно предположить, что несоизмеримая структура между  $T_1$  и  $T_2$  в FeGe<sub>2</sub> представляет собой поперечную волну спиновой плотности, как в хrome. Для дополнительной проверки этого предположения мы провели изучение температурных зависимостей скоростей и внутреннего трения при распространении крутильных колебаний вдоль разных кристаллографических осей в FeGe<sub>2</sub> и провели сравнение с известными результатами для сдвиговых волн в хrome.

## 2. Методика измерений

Для выявления зависимости скорости распространения и затухания ультразвука от типа волны и ее поляризации в монокристалле FeGe<sub>2</sub> были проведены измерения температурных зависимостей скоростей  $V(T)$  и внутреннего трения  $Q^{-1}(T)$  для продольных и крутильных волн. Скорость звука и внутреннее трение исследовались методом составного вибратора на частотах  $\sim 70$  kHz для продольных и  $\sim 40$  kHz для крутильных колебаний [13]. В качестве преобразователей использовались кварцевые вибраторы X-среза, возбуждающие продольные колебания, и вибраторы Y-среза — для крутильных колебаний. Измерения осуществлялись в интервале температур 80–320 К, включающем температуры переходов  $T_1$  и  $T_2$ .

Измерения  $V(T)$  и  $Q^{-1}(T)$  проводились на той же серии монокристаллов FeGe<sub>2</sub>, которые использовались нами ранее в работах [3,9]. Эти монокристаллы были выращены из расплава по методу Чохральского в направлениях [100], [001] и [110]. Из них вырезались прямоугольные образцы размеров  $3 \times 3 \times 40$  mm, ориентированные вдоль выбранных кристаллографических направлений с точностью около  $1^\circ$  для продольных колебаний. Для исследования крутильных колебаний использовались восьмигранные призмы. Измерения температурной зависимости скорости звука и внутреннего трения осуществлялись в цикле нагрева с шагом 0.5 К со средней скоростью нагрева образца 6 grad/h. Измерения проводились в атмосфере газообразного гелия при постоянном давлении. Заданная температура поддерживалась с точностью  $\pm 0.1$  К.

## 3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 приведены кривые температурных зависимостей скоростей распространения крутильных колеба-

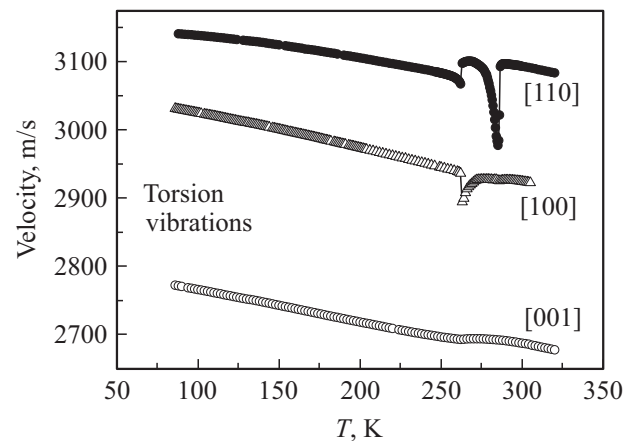


Рис. 1. Температурные зависимости скоростей распространения крутильных колебаний вдоль кристаллографических осей [110], [100] и [001].

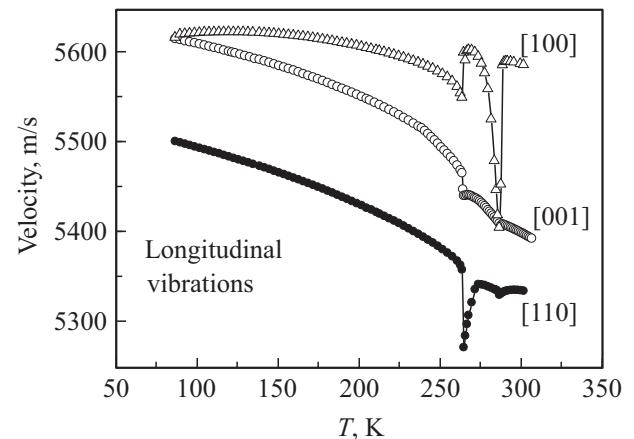


Рис. 2. Температурные зависимости скоростей распространения продольных ультразвуковых волн вдоль кристаллографических осей [100], [001] и [110].

ний монокристалла FeGe<sub>2</sub> вдоль кристаллографических осей [100], [001] и [110]. Обращает на себя внимание слабая температурная зависимость скорости колебаний при  $T < T_1$  и анизотропное изменение  $V(T)$  вдоль разных осей при температурах переходов  $T_1$  и  $T_2$ . При  $T_2$  наибольшее уменьшение скорости звука наблюдается при распространении крутильных колебаний вдоль оси [110], слабая аномалия на кривой  $V(T)$  вдоль оси [100] и отсутствие аномалии вдоль [001]. При  $T_1$  наибольшее уменьшение скорости наблюдается при распространении крутильных колебаний вдоль оси [100].

Для сравнения на рис. 2 для FeGe<sub>2</sub> приведены кривые температурных зависимостей скоростей распространения продольного звука вдоль кристаллографических осей [100], [001] и [110], опубликованные ранее [9]. Для продольных, как и для крутильных колебаний, имеет место анизотропное изменение  $V(T)$  вдоль разных осей при температурах переходов  $T_2$  и  $T_1$ . На температурной

зависимости при  $T_2$  наблюдается наибольшее уменьшение скорости звука ( $\Delta V/V \approx 3.4\%$ ) при распространении продольного звука вдоль оси [100]. С понижением температуры в интервале 285–266 К скорость возрастает до максимального значения и при достижении температуры перехода  $T_1$  скорость скачком уменьшается на  $\approx 1\%$ . С дальнейшим понижением температуры наблюдается медленное возрастание скорости звука. При распространении продольного звука вдоль оси [110], являющейся осью антиферромагнетизма коллинеарного антиферромагнетика при  $T \leq T_1$ , наибольшее уменьшение скорости ( $\Delta V/V \approx 1.7\%$ ) имеет место при температуре  $T_1$ . При распространении продольного звука вдоль осей [001] и [110] наблюдаются малые аномалии на температурных зависимостях  $V(T)$  при температуре  $T_2$ . Следует отметить, что аномалии на температурных зависимостях скоростей распространения продольных УЗВ вдоль разных кристаллографических осей проявляются при обеих температурах  $T_1$  и  $T_2$ , тогда как при высоких частотах (5–10 МГц) [13] аномалии обнаружены только при температуре  $T_1$  вдоль оси [001] и только при  $T_2$  вдоль [100].

Сравним кривые температурных зависимостей скоростей распространения крутильных колебаний  $V(T)$  с кривыми для продольного звука вдоль соответствующих осей. Как и следовало ожидать, скорость крутильных колебаний значительно меньше скорости продольных. Видно, что аномалии на кривой  $V(T)$  для скорости продольного звука вдоль оси [100] при температурах переходов  $T_1$  и  $T_2$  подобны аномалиям на кривой для скорости крутильных колебаний вдоль оси [110]. Аномалии же на  $V(T)$  для продольного звука вдоль оси [110] подобны аномалиям на кривой  $V(T)$  для крутильных колебаний вдоль оси [100]. При распространении продольных и крутильных колебаний вдоль тетрагональной оси [001] при температурах  $T_1$  и  $T_2$  на кривых  $V(T)$  наблюдаются лишь слабые аномалии.

Отметим, что в монокристалле FeGe<sub>2</sub> температурные зависимости скоростей крутильных колебаний подобны температурным зависимостям скоростей сдвиговых волн вдоль соответствующих кристаллографических осей [14].

На рис. 3 приведены кривые температурных зависимостей внутреннего трения  $Q^{-1}(T)$  при распространении крутильных колебаний вдоль осей [100], [110] и [001]. В интервале температур  $T_1 \leq T \leq T_2$  значения  $Q^{-1}$  на порядки величин превышают значения  $Q^{-1}$  при  $T < T_1$  и наблюдается большая анизотропия внутреннего трения. При распространении крутильных колебаний вдоль оси [100] на кривой  $Q_{[100]}^{-1}(T)$  при  $T_1$  наблюдается резкий рост и постепенное уменьшение внутреннего трения с повышением температуры до  $T_2$ . На кривой  $Q_{[110]}^{-1}(T)$  при  $T_1$  имеет место небольшой максимум, с дальнейшим повышением температуры происходит рост внутреннего трения  $Q^{-1}(T)$  и резкое его уменьшение при  $T_2 = 286$  К. На вставке рис. 3 приведена кривая  $Q_{[001]}^{-1}(T)$ . Обращает внимание малая величина внутреннего трения вдоль

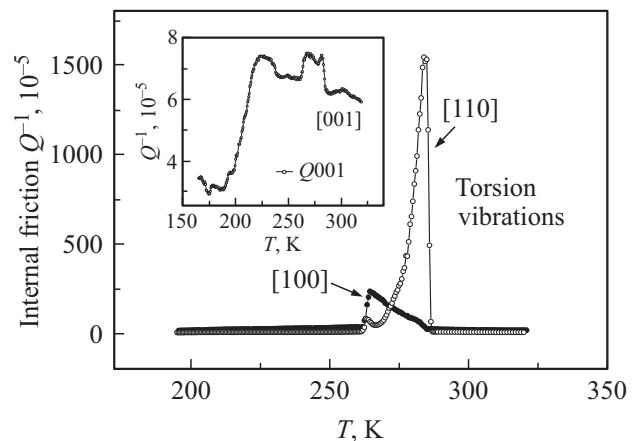


Рис. 3. Температурные зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}$  при распространении крутильных колебаний вдоль осей [100], [110] (вставка: вдоль оси [001]).

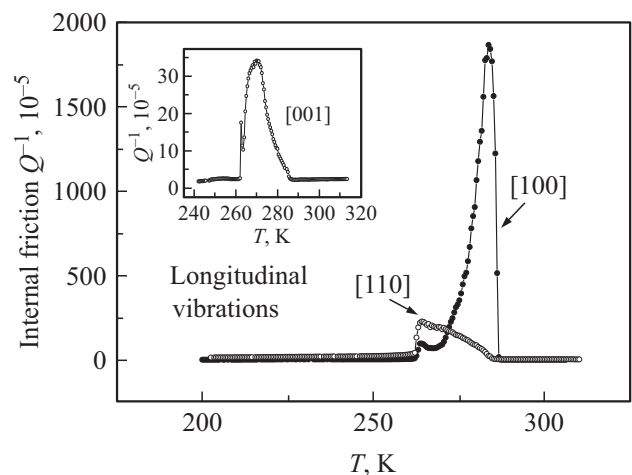


Рис. 4. Температурные зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}$  при распространении продольных ультразвуковых волн вдоль осей [100], [110] (вставка: вдоль оси [001]).

этого направления. При температурах  $T_1$  и  $T_2$  на кривой  $Q_{[001]}^{-1}(T)$  наблюдаются лишь слабые аномалии.

На рис. 4 приведены кривые температурных зависимостей внутреннего трения  $Q^{-1}(T)$  монокристалла FeGe<sub>2</sub> при распространении продольных звуковых волн вдоль осей [100], [110] и [001]. Как и в случае крутильных колебаний, для продольных волн наблюдается большая анизотропия внутреннего трения в температурном интервале между переходами при  $T_1$  и  $T_2$ . Вид кривой  $Q^{-1}(T)$  при распространении продольного звука вдоль оси [100] подобен виду кривой для крутильных колебаний вдоль оси [110], также подобны кривые внутреннего трения для продольных волн вдоль оси [110] и крутильных колебаний вдоль [100].

Область существования несоизмеримой магнитной структуры проявляется и на кривой внутреннего трения  $Q_{[001]}^{-1}$  при распространении продольных звуковых

волн вдоль оси  $[001]$  (вставка на рис. 4) Максимальное значение внутреннего трения наблюдается при  $T = 270$  К и не превышает  $3.4 \cdot 10^{-4}$ . Переход при  $T_1$  проявляется острым пиком при  $T = 262.5$  К, а при  $T_2$   $Q_{[001]}^{-1}$  достигает минимального значения и остается постоянным в парамагнитном состоянии.

В интервале температур  $T_1 < T < T_2$  максимальные значения  $Q^{-1}(T)$  вдоль разных осей сильно отличаются, причем для крутильных колебаний внутреннее трение  $Q_{[110]}^{-1}$  больше  $Q_{[100]}^{-1}$  более 7 раз и больше  $Q_{[001]}^{-1}$  более 200 раз.

Так как магнитные моменты в  $FeGe_2$  в магнитоупорядоченном состоянии и даже в парамагнитной области до 600 К [6] лежат в базисной плоскости  $(001)$ , то на температурных зависимостях скоростей продольных и крутильных колебаний вдоль тетрагональной оси  $[001]$  видны лишь небольшие аномалии при температурах переходов  $T_1$  и  $T_2$ .

В парамагнитной области ( $T > T_2$ )  $Q^{-1}(T)$  практически не зависит от температуры как для продольных, так и для крутильных колебаний.

Затухание высокочастотных сдвиговых и продольных ультразвуковых волн в монокристалле  $FeGe_2$  исследовано в [15] вблизи фазовых переходов при  $T_1 \approx 265$  и  $T_2 \approx 286$  К. Сильный пик поглощения при  $T_2$  и более слабый пик при  $T_1$  наблюдался для продольных звуковых волн вдоль оси  $[100]$ . Отметим, что наши данные по внутреннему трению при распространении продольного звука вдоль этой оси согласуются с данными [15]. Однако имеются и существенные расхождения. В [15] отмечалось одинаковое поведение затухания продольного звука и вдоль оси  $[110]$ , то есть, в базисной плоскости в температурном интервале между  $T_1$  и  $T_2$  не наблюдалось никакой анизотропии затухания продольного звука.

Сравнение кривых температурных зависимостей скоростей распространения продольных и крутильных звуковых колебаний в монокристалле  $FeGe_2$  вдоль разных осей с кривыми скоростей продольных и сдвиговых волн для монокристалла Cr показывает их схожее поведение при температурах переходов [10]. В монокристалле хрома имеют место два фазовых перехода при температуре Нееля  $T_N \approx 312$  К и при температуре spin-flip  $T_{SF} \approx 123$  К. С понижением температуры при  $T_N$  происходит переход от парамагнитной фазы в состояние поперечной волны спиновой плотности. Волновой вектор поперечной волны спиновой плотности  $\mathbf{Q}$  и вектор спиновой поляризации  $\mathbf{S}$  взаимно перпендикулярны и лежат вдоль осей  $\langle 100 \rangle$ . С понижением температуры монокристалл хрома при  $T_{SF}$  испытывает переход от поперечной волны к продольной волне спиновой плотности.

На температурной зависимости скорости распространения продольного звука вдоль оси  $[100]$  наибольшая аномалия наблюдается в  $FeGe_2$  при температуре перехода  $T_2$ , как в хrome при  $T_N$ . На той же кривой при  $T_1$ , как при  $T_{SF}$  в хrome, имеет место небольшая аномалия.

На температурной зависимости скорости распространения крутильных колебаний вдоль оси  $[100]$  в  $FeGe_2$  при  $T_1$ , как и на температурной зависимости скорости сдвиговых волн в хrome при  $T_{SF}$  [16], наблюдается наибольшая аномалия.

Сравним данные по температурным зависимостям внутреннего трения в монокристалле  $FeGe_2$  с данными по температурным зависимостям затухания звука в хrome.

Известно, что критическое затухание в области магнитных фазовых переходов проявляется большим разнообразием в температурной зависимости коэффициентов поглощения для различных материалов. В хrome на температурной зависимости поглощения [12] при распространении продольного ультразвука вдоль оси  $[100]$  наблюдается острый пик при температуре Нееля и меньший по амплитуде пик поглощения при температуре  $T_{SF}$  [17].

Как следует из рис. 4, на кривой  $Q_{[100]}^{-1}(T)$  для  $FeGe_2$  с понижением температуры при  $T_2$  наблюдается крутое возрастание внутреннего трения подобно возрастанию коэффициента поглощения в хrome при температуре Нееля  $T_N$ . Как и в хrome при  $T_{SF}$ , в монокристалле  $FeGe_2$  при  $T_1$  наблюдается пик внутреннего трения, значительно меньший пика при  $T_2$ .

Крутой рост внутреннего трения  $Q_{[100]}^{-1}(T)$  при распространении продольных звуковых колебаний вблизи температуры  $T_2$  может свидетельствовать о фазовом переходе первого рода, хотя по температурным зависимостям электро- и магнитосопротивления [18], магнитной восприимчивости [3] определить тип перехода сложно. Переход при температуре  $T_1$  в  $FeGe_2$  является переходом первого рода [18], как и переход в хrome при  $T_{SF}$ .

В работе [9] показано, что температурная зависимость внутреннего трения при  $T < T_1$  имеет аномальный (осцилляционный) характер. Отметим, что малые осцилляции на температурных зависимостях внутреннего трения наблюдались и при распространении крутильных колебаний вдоль разных кристаллографических осей.

Сравнение наших данных по упругим свойствам монокристалла  $FeGe_2$  с данными монокристалла хрома позволяет предположить, что несоизмеримая структура в  $FeGe_2$  представляет собой поперечную волну спиновой плотности. Волновой вектор поперечной волны спиновой плотности  $\mathbf{Q}$  и вектор спиновой поляризации  $\mathbf{S}$  взаимно перпендикулярны и лежат вдоль  $[100]$  и  $[010]$  осей. В отличие от хрома, где векторы  $\mathbf{Q}$  и  $\mathbf{S}$  могут быть направлены вдоль трех кубических осей  $\langle 100 \rangle$ , в  $FeGe_2$  из-за магнитной анизотропии расположение указанных векторов ограничено базисной плоскостью  $(001)$ . С понижением температуры при  $T_2$  происходит переход из парамагнитного состояния в состояние поперечной волны спиновой плотности. Большая анизотропия внутреннего трения в температурном интервале  $T_1 < T < T_2$ , по-видимому, обусловлена

существованием в этом интервале поперечной волны спиновой плотности, а не плоской спирали, как предполагалось ранее в [9]. В этом интервале температур при распространении продольной ультразвуковой волны вдоль оси [100] ее волновой вектор ориентирован неэквивалентно по отношению к поперечным волнам спиновой плотности, в которых векторы  $\mathbf{Q}$  и  $\mathbf{S}$  взаимно перпендикулярны и направлены вдоль осей [100] и [010].

Теоретическое рассмотрение фазовой диаграммы соединения  $\text{FeGe}_2$  дано в работах [1,7]. Согласно [1], если переход от парамагнитной к несоизмеримой структуре является непрерывным, тогда несоизмеримая структура должна быть либо поперечной, либо продольной волной спиновой плотности. Из работы [7] следует, что несоизмеримая структура представляет собой поперечную волну спиновой плотности при  $H = 0$ .

В работах [1,19] методами упругого рассеяния нейтронов в области температур  $T_1 \leq T \leq T_2$  в окрестности узла (100) обнаружены сателлиты, расположенные симметрично в [100] и [010] направлениях. Теоретическое рассмотрение несоизмеримой структуры с учетом нейтронографических данных [1] показало, что эта структура должна представлять собой либо плоскую спираль в базисной плоскости, либо сосуществование двух независимых поперечных и продольных волн спиновой плотности с волновыми векторами вдоль осей [100] и [010]. Магнитный фазовый переход от парамагнитной структуры к плоской спирали должен быть фазовым переходом первого рода, а при независимом сосуществовании поперечных и продольных волн — второго рода. В работе [20], исходя из результатов исследования зависимости интенсивности сателлитов от односторонней упругой деформации, сделано предположение, что наличие взаимно перпендикулярной пары сателлитов в  $\text{FeGe}_2$  обусловлено существованием антиферромагнитных доменов. В обзоре [10] приведены формы пиков нейтронограмм вблизи (100) позиции для магнитных структур, которые имеют место в хроме. Видно, что сателлиты в такой геометрии измерений наблюдаются только для поперечной волны спиновой плотности и отсутствуют для продольной волны спиновой плотности.

Таким образом, исходя из результатов [7,20] и из сравнения упругих свойств монокристаллов  $\text{FeGe}_2$  и хрома можно предположить, что несоизмеримая структура в  $\text{FeGe}_2$  в интервале температур  $T_1 \leq T \leq T_2$  представляет собой поперечную волну спиновой плотности с волновыми векторами вдоль осей [100] и [010].

#### 4. Заключение

Приведены результаты исследования температурных зависимостей скоростей распространения  $V$  крутильных волн и внутреннего трения  $Q^{-1}$  тетрагонального монокристалла  $\text{FeGe}_2$  вдоль кристаллографических

осей [100], [110] и [001] и проведено сравнение с результатами подобных исследований в случае продольных волн. В области температур магнитных фазовых переходов  $T_1 \approx 263$  К и  $T_2 \approx 289$  К наблюдаются скачкообразные уменьшения скоростей звука.

В монокристалле  $\text{FeGe}_2$  в области существования несоизмеримой магнитной структуры, которая, по-видимому, является поперечной волной спиновой плотности, обнаружена большая анизотропия внутреннего трения при распространении продольных и крутильных звуковых колебаний вдоль кристаллографических осей [100], [110] и [001].

#### Благодарности

Авторы выражают благодарность Е.В. Устелемовой за помощь при проведении измерений.

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации (тема „Спин“ № АААА-А18-118020290104-2).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] L.M. Corliss, J.M. Hastings, W. Kunmann, R. Thomas, J. Zhuang, R. Butera, D. Mukamel. *Phys. Rev. B* **31**, 4337 (1985).
- [2] K.B. Vlasov, R.I. Zainullina, M.A. Milyaev, V.V. Ustinov. *JMMM* **146**, 305 (1995).
- [3] R.I. Zainullina, K.B. Vlasov, M.A. Milyaev, E.V. Ustелемова, V.N. Syromyatnikov. *Phys. Status Solidi B* **155**, 419 (1989).
- [4] Siwei Tang, Ivan Kravchenko, T.Z. Ward, Qiang Zou, Jieyu Yi, Cheng Ma, Miaofang Chi, Guixin Cao, An-Ping Li, David Mandrus, Zheng Gai. *Dimensionality Effects in  $\text{FeGe}_2$ . Nanowires: Enhanced Anisotropic Magnetization and Anomalous Electrical Transport*. [www.nature.com/scientificreports](http://www.nature.com/scientificreports)
- [5] G.E. Grechnev, A.A. Lyogenkaya, V.B. Pluzhnikov, I.V. Svechkarev, A.V. Fedorchenko, J.M. Perz. *Low Temper. Phys.* **40**, 384 (2014).
- [6] T.E. Mason, C.P. Adams, S.A.M. Mentink, E. Fawcett, A.Z. Menshikov, C.D. Frost, J.B. Forsyth, T.E. Perring, T.M. Holden. *Physica B* **237–238**, 449 (1997).
- [7] V.V. Tarasenko, V. Pluzhnikov, E. Fawcett. *Phys. Rev. B* **40**, 471 (1989).
- [8] А.З. Меньшиков, Ю.А. Дорофеев, А.Е. Теплых. *ФТТ* **41**, 283 (1999).
- [9] К.Б. Власов, Е.В. Устелемова, Р.И. Зайнуллина, М.А. Мильяев, С.В. Устелемов. *ФТТ* **32**, 1385 (1990).
- [10] E. Fawcett. *Rev. Mod. Phys.* **60**, 210 (1988).
- [11] E. Fawcett, C.S. Ho, J.M. Perz. *Phys. Lett.* **53A**, 27 (1975).
- [12] E.J. O'Brien, J. Franklin. *J. Appl. Phys.* **37**, 2809 (1966).

- [13] H.J. McSkimin. In *Physical Acoustics. Principles and Methods* / Ed. W.P. Mason. Academic Press, N.Y.–London (1964). Vol. 1, part A, p. 272. Русский перевод: Г. МакСкимин. В сб.: *Физическая акустика. Методы и приборы ультразвуковых исследований* / Под ред. У. Мэсона. Мир, М. (1966). Т. 1А. С. 327.
- [14] Г.П. Зиновьева, А.В. Михельсон, Л.П. Андреева, Р.П. Кренцис, П.В. Гельд. *ФТТ* **14**, 1578 (1972).
- [15] V. Pluzhnikov, D. Feder, E. Fawcett. *JMMM* **27**, 343 (1982).
- [16] W.C. Muir, J.M. Perz, E. Fawcett. *Phys. F* **17**, 2431 (1987).
- [17] A.M. Simpson, M. Roth, M.H. Jericho, J.O. Strom-Olsen. *Phys. Rev. B* **4**, 3093 (1971).
- [18] Р.И. Зайнуллина, К.Б. Власов, Н.Г. Бебенин, В.В. Устинов. *ФТТ* **38**, 2831 (1996).
- [19] Ю.А. Дорофеев, А.З. Меньшиков, Г.Л. Будрина, В.Н. Сыромятников. *ФММ* **63**, 1110 (1987).
- [20] A.Z. Menshikov, Ya.A. Dorofeev, G.L. Budrina, V.N. Syromyatnikov. *JMMM* **73**, 211 (1988).

*Редактор Т.Н. Василевская*