

05,11

## Акустические свойства гематита вблизи ориентационных фазовых переходов по магнитному полю и давлению

© С.А. Мигачев<sup>1</sup>, Х.Г. Богданова<sup>1</sup>, М.И. Куркин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КНЦ РАН, Казань, Россия

<sup>2</sup> Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: smigach@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 21 июля 2014 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования квазифононной (квазизвуковой) ветви магнитоупругих волн в гематите ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ). Исследования проводились в легкоплоскостном состоянии вблизи ориентационных фазовых переходов по магнитному полю  $H$  и одноосному давлению  $P$ . Обнаружено резкое возрастание амплитуды прошедшего квазизвука при наложении внешнего магнитного поля  $H > 1.0 \text{ кОе}$  и одноосного давления  $P > 40 \text{ МПа}$ . В точках ориентационного фазового перехода по  $H$  наблюдались минимумы скорости квазизвука. Положение минимумов согласуется с предсказаниями существующей теории магнитоупругих волн, однако их ширина значительно превышает теоретические значения. В точках ориентационных фазовых переходов по  $P$  минимумы скорости квазизвука наблюдались только при значениях  $H < 3 \text{ кОе}$ . При  $H > 3 \text{ кОе}$  эти минимумы превращались в протяженные плато.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-02-00260) и Президиума РАН (проект 12-П-2-1041).

### 1. Введение

Соединение  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  (гематит) является легкоплоскостным антиферромагнетиком в температурном интервале от точки Морина  $T_M = 262 \text{ К}$  до температуры Нееля  $T_N = 950 \text{ К}$ . Интерес к магнитоакустике легкоплоскостных антиферромагнетиков обусловлен несколькими причинами. Одна из них связана с обменным усилением многих эффектов и магнитоупругих в их числе [1–3]. Дополнительное усиление магнитоакустических эффектов испытывают вблизи ориентационных фазовых переходов [1–4]. Фазовые переходы такого типа в легкоплоскостных антиферромагнетиках удается наблюдать в сравнительно слабых магнитных полях до  $10 \text{ кОе}$ . Еще одна особенность этих объектов связана с существованием в них ориентационных фазовых переходов под действием одноосного давления [5–6]. Наконец, такие антиферромагнетики являются наиболее удобными объектами для изучения так называемой магнитоупругой щели в спектре квазимагнотонной ветви связанных магнитоупругих волн [7–9]. Этим и объясняется то обстоятельство, что изучению этой ветви посвящено большинство работ по магнитоакустике легкоплоскостных антиферромагнетиков [10–17].

В настоящей работе исследовалась вторая ветвь магнитоупругих волн, которую принято называть квазимагнотонной или квазизвуковой [18]. Используемая нами экспериментальная методика обсуждается в следующем разделе статьи „Образцы и методика измерений“. Результаты измерений зависимостей амплитуды прошедшего квазизвука от магнитного поля  $H$  и одноосного давления  $P$  составляют содержание раздела 3. Экспериментальные данные, полученные при изучении влияния  $H$

и  $P$  на скорость квазизвука вблизи ориентационного фазового перехода, приведены в разделе 4. В разделе 5 обсуждаются результаты сравнения полученных экспериментальных данных с выводами существующей теории магнитоупругих явлений.

### 2. Образцы и методика измерений

Эксперименты проводились на образце гематита (S), которому была придана форма параллелепипеда с размерами по осям  $x = 3.61$ ,  $y = 1.9$ ,  $z = 6.53 \text{ мм}$ , соответственно, как показано на рис. 1. Образец имел плоскопараллельные грани, обработанные абразивными порошками с размером зерна до  $5 \mu\text{м}$  с последующей полировкой. Грани образца были сориентированы относительно кристаллографических осей на рентгеновском дифрактометре ДРОН-7 с точностью до одного градуса. Выбранная ось симметрии второго порядка  $C_2$  была вдоль оси  $y$ , сжатие образца (одноосное давление) производилось в базисной плоскости вдоль оси  $x$ , внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  прикладывалось также вдоль этого направления.

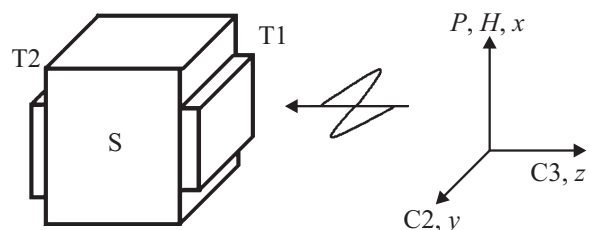


Рис. 1. Схема эксперимента.

Для акустических измерений использовалась схема на прохождение. Сдвиговые акустические колебания на частотах  $\sim 5.1$  МГц, либо в ряде экспериментов  $\sim 19.2$  МГц, возбуждались пластинчатыми пьезопреобразователями  $\text{LiNbO}_3$   $x$ -среза (Т1 и Т2), присоединенными на твердой склейке, направление распространения звука ( $\mathbf{k}$ ) — вдоль оси симметрии третьего порядка С3 (ось  $z$ , размер 6.53 mm), плоскость поляризации акустических колебаний была перпендикулярна базисной плоскости гематита и содержала в себе выбранную ось С2. Таким образом, возбуждалась магнито-зависимая  $\xi$ -мода колебаний, скорость которой  $V_\xi$  (все в обозначениях работы [19]). Применялась регистрация изменения скорости по сдвигу фазы. В экспериментах по изучению индуцированных магнитным полем либо одноосным сжатием изменений измерялось изменение пропускания квазизвука через образец с приклеенными пьезопреобразователями. Для этого на Т1 подавалось частотно-модулированное напряжение  $U_{T1}$  с измерителя амплитудно-частотных характеристик Х1-47 и измерялась величина ослабления ( $A_s$ , dB) напряжения  $U_{T1}$ , необходимого для поддержания фиксированного уровня напряжения  $U_{T2}$  на выходном пьезопреобразователе Т2. Коэффициент преобразования по напряжению:  $K_{tr}(\text{dB}) = 20 \lg(U_{T2}/U_{T1})$ . Для нашего случая  $K_{tr}(\text{dB}) = -A_s(\text{dB})$  (с учетом постоянства  $U_{T2}$  и того обстоятельства, что в данном случае важно изменение пропускания, а не его абсолютное значение).

Абсолютное значение скорости распространения квазизвука определялось по частотам размерных акустических резонансов образца при приложении магнитного поля ( $> 2$  kOe), либо достаточного сжатия ( $> 60$  МПа), т. е. в условиях, когда происходило сильное уменьшение затухания квазизвука в образце. В обоих случаях в образце в области достаточно больших полей (либо сжатий) наблюдались хорошо выраженные размерные резонансы, обусловленные образованием стоячих волн с добротностью  $Q \sim 100$ , здесь:  $Q = v_n/\Delta v$ , где  $v_n$  — частота  $n$  — того резонанса;  $\Delta v$  — ширина резонансной линии на уровне половины от максимума. Добротность здесь связана с затуханием соотношением:  $Q = \pi v/\alpha V_\xi$ , где:  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $V_\xi$  — скорость квазизвука [20]. По разности частот соседних размерных резонансов определялись абсолютные значения скорости квазизвука:  $V_\xi = 2L(v_{n+1} - v_n)$ , здесь  $L$  — длина образца (6.53 mm).

В экспериментах для приложения направленного сжатия ( $P$ ) до величин  $\sim 180$  МПа, использовалось устройство, сходное с примененным в работе [12], т. е. усилие сжатия прикладывалось к образцу по схеме: „рычаг-шток-образец“. В большинстве устройств для одноосного сжатия используются образцы, имеющие в поперечном (относительно направления сжатия) сечении круг или квадрат. В нашем случае для повышения точности измерения скорости  $V_\xi$  была необходимость использования образцов с прямоугольным сечением — более вытянутых в направлении распространения квазизвука. Это, в свою очередь, приводит к необходимости обеспечить более равномерное сжатие по всей

сжимаемой поверхности. Поэтому при изготовлении ячейки для проведения экспериментов особое внимание уделялось плоскостности изготовленных из титанового сплава наконечников и параллельности их перемещения при осуществлении сжатия образца. Для уменьшения влияния неоднородности распределения сжатия по образцу и дополнительных, возникающих вблизи краев образца напряжений, усилие сжатия передавалось через фольгу из припоя ПОС-40 толщиной около 100  $\mu\text{m}$ . Все эксперименты велись при комнатных температурах.

### 3. Влияние одноосного давления и магнитного поля на акустическую прозрачность

На рис. 2 и 3 приведены зависимости вводимого ослабления  $A_s$  напряжения ( $U_{T1}$ ) на входном пьезопреобразователе Т1, необходимого для поддержания

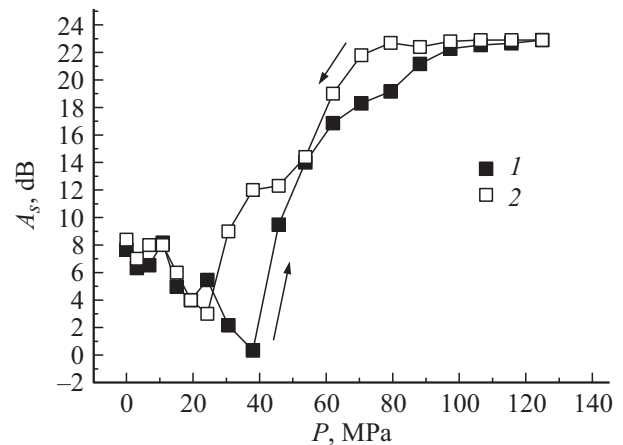


Рис. 2. Зависимость вводимого ослабления напряжения ( $A_s$ ) на входном преобразователе Т1 от приложенного одноосного сжатия ( $P$ ).

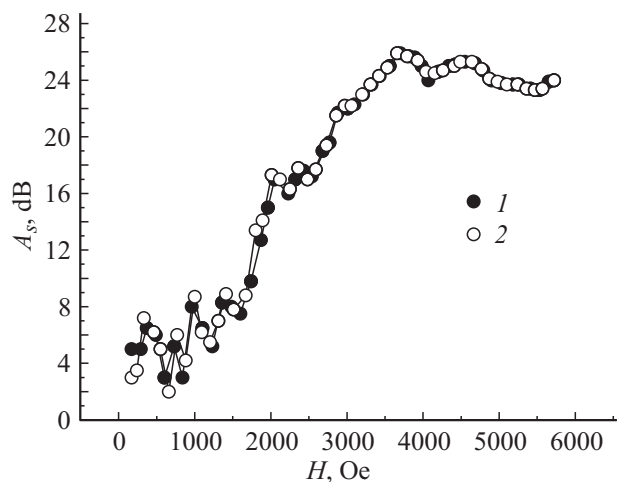


Рис. 3. Зависимость вводимого ослабления напряжения ( $A_s$ ) на входном преобразователе Т1 от приложенного внешнего магнитного поля  $H$ .

постоянной величины напряжения ( $U_{T2}$ ) на выходном пьезопреобразователе Т2 от значений  $P$  (рис. 2) и  $H$  (рис. 3) для частоты квазизвука  $\sim 19.2$  МГц. На обоих рисунках кривые 1 соответствуют увеличению  $H$  либо  $P$ , а кривые 2 демонстрируют уменьшение  $H$  или  $P$  в обратном направлении.

Отметим также, что увеличение  $A_s$  при  $H \geq 2$  кОе и  $P \geq 60$  МПа (подъем зависимостей на рис. 2 и 3), свидетельствующее об увеличении амплитуды квазизвука на выходе образца, сопровождается образованием хорошо выраженных размерных акустических резонансов, которые образуются в условиях уменьшения рассеяния и обусловленного этим многократного прохождения квазизвука в образце с плоскопараллельными торцами.

Другим примечательным обстоятельством является различие вида зависимостей от  $H$  и  $P$  при их прямом (в сторону увеличения) и обратном (указано стрелками на рис. 2) ходе. Несовпадение хода этих зависимостей для  $P$  указывает на присутствие гистерезисных явлений для этого случая.

Из приведенных данных следует, что влияние давления и поля оказывается существенно различным при малых и больших значениях  $P$  и  $H$  с границей раздела при

$$P_b \sim 30 \text{ МПа} \text{ и } H_b \sim 1500 \text{ Ое.} \quad (1)$$

При  $P < P_b$  и  $H < H_b$  на кривых  $A_s(P)$  и  $A_s(H)$  наблюдаются нерегулярности, указывающие на существование неустойчивостей в распространении квазизвука. При  $P > P_b$  и  $H > H_b$  наблюдается значительный рост акустической прозрачности, которая достигает насыщения при  $P > 90$  МПа и  $H > 4000$  Ое. На фоне этого роста нерегулярности изменения  $A_s(P)$  и  $A_s(H)$  можно считать пренебрежимо малыми.

Анализ полученных результатов по акустической прозрачности удобнее начать с кривых  $A_s(P)$  (рис. 2). Такое поведение кривых  $A_s(P)$  мы связываем с внутренними напряжениями  $P_{in}$ , которые возникают в образце в процессе его приготовления. Предполагается, что величины  $P_{in}$  распределены в интервале

$$0 < P_{in} < P_b \approx 40 \text{ МПа.} \quad (2)$$

При хаотической ориентации векторов  $P_{in}$  создаваемые ими локальные деформации могут стать областями рассеяния квазизвука, если их размеры соизмеримы или превосходят его длину волны  $\lambda$ . Рис. 4 поясняет механизм влияния внешнего давления  $P \parallel x$  на локальные напряжения

$$P_{loc} = P + P_{in}, \quad (3)$$

ответственные за локальные деформации, возникающие при суммарном воздействии  $P$  и  $P_{in}$ . Из рис. 4 следует, что углы  $\varphi_{loc}$  между  $P_{loc}$  (3) и осью  $x \parallel P$  определяются соотношением

$$\text{tg } \varphi_{loc} \leq P_{in}/P. \quad (4)$$

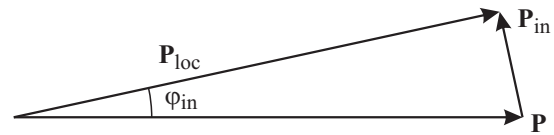


Рис. 4. Взаимная ориентация внешнего давления  $P$ , внутреннего давления  $P_{in}$  и результирующего локального давления  $P_{loc}$ .

При  $P < P_b$  существуют области, для которых изменение углов  $\varphi_{loc} \sim \pi$ . Это означает, что при таких  $P$  пространственное распределение  $P_{loc}$  (3) должно существенно отличаться от исходного распределения  $P_{in}$ . Такие большие отличия  $P_{loc}$  от  $P_{in}$  вполне могут обеспечить неустойчивости в распространении квазизвука, с которыми связаны нерегулярности на кривых  $A_s(P)$  (рис. 2).

Характер пространственного распределения  $P_{loc}$  (3) в обсуждаемой модели должен существенно измениться в области  $P > P_b$ . При таких  $P$  для неоднородностей, обусловленных  $P_{in} \ll P$ , углы  $\varphi_{loc} \approx P_{in}/P \ll 1$ . Это означает, что акустическая прозрачность исследуемого образца при  $P > P_b$  должна увеличиваться с ростом  $P$  по мере подавления неоднородностей с  $P_{in} \ll P$ . Наконец при  $P \gg P_b$  акустическая прозрачность достигнет насыщения, поскольку все неоднородности будут подавлены.

Из приведенных соображений следует, что предлагаемая модель внутренних напряжений  $P_{in}$ , распределенных по величине в интервале (2), вполне может обеспечить наблюдаемое поведение кривых  $A_s(P)$ , представленных на рис. 2. Наличие гистерезиса на кривых  $A_s(P)$  можно связать с пластической деформацией, создаваемой  $P$  и вносящей некоторые изменения в распределение внутренних напряжений  $P_{in}$ . Однако более детальный анализ процессов, обусловленных пластической деформацией, требует дополнительных исследований.

Нами также исследовалось влияние  $P$  на акустическую прозрачность на частотах  $\sim 5.1$  МГц. Здесь наблюдаются аналогичные эффекты, но они выражены значительно слабее, чем на  $\sim 19.2$  МГц. Это может быть обусловлено тем, что длина волны  $\lambda$  у квазизвука с частотой 19.2 МГц почти вчетверо короче, чем для 5.1 МГц. При таком различии в длине волны оказываются несущественными мелкие неоднородности, важные для более высокочастотного квазизвука. Этот результат также свидетельствует в пользу механизма рассеяния квазизвука на локальных деформациях, обусловленных  $P_{in}$ .

Далее рассмотрим влияние магнитного поля  $H$  на акустическую прозрачность. Зависимость  $A_s(H)$  (рис. 3) мы также связываем с неоднородностями, наведенными внутренними напряжениями  $P_{in}$  (2). Такие неоднородности из-за магнитострикции создают разброс полей магнитной анизотропии  $H_{in}$ . Это по предлагаемой модели должно обеспечивать распределение полей  $H_{in}$  в интервале, аналогичном (2),

$$0 < H_{in} < H_b \sim 1500 \text{ Ое.} \quad (5)$$

В такой модели влияние  $H$  на распределение локальных полей

$$\mathbf{H}_{\text{loc}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{in}} \quad (6)$$

полностью аналогично влиянию одноосного давления  $\mathbf{P}$  на локальные напряжения  $\mathbf{P}_{\text{loc}}$  (3). Это означает, что поведение кривых  $A_s(H)$  качественно должно совпадать с поведением кривых  $A_s(P)$ . Из сравнения рис. 2 и 3 следует, что за исключением деталей такое качественное сходство действительно имеет место. Некоторые различия в поведении зависимостей  $A_s(P)$  и  $A_s(H)$  можно объяснить различием механизмов влияния  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{H}$  на распространение квазизвука. Давление  $\mathbf{P}$  влияет на модули упругости среды, определяющие скорость квазизвука. Магнитное поле  $\mathbf{H}$  также может влиять на модули упругости через магнитоупругие напряжения. Отсутствие гистерезиса на зависимостях  $A_s(H)$  (рис. 3) означает, что магнитоупругих напряжений недостаточно для возникновения пластических деформаций.

Второй механизм влияния  $\mathbf{H}$  на акустическую прозрачность может быть связан с влиянием  $\mathbf{H}$  на частоты спиновых волн. Взаимодействие спиновых и упругих волн способно обеспечить влияние  $\mathbf{H}$  на свойства связанных магнитоупругих (квазиспиновых и квазизвуковых) волн. Это влияние также должно быть безгистерезисным. Кроме того, оно должно убывать при удалении от области магнитоакустического резонанса. Имеющихся экспериментальных данных пока недостаточно, чтобы сделать выбор между этими двумя механизмами влияния  $\mathbf{H}$  на акустическую прозрачность.

#### 4. Результаты измерений скоростей квазизвука вблизи ориентационных фазовых переходов по магнитному полю и одноосному давлению

Интерес к изучению магнитоакустического резонанса связан с возможностью влияния магнитного поля  $H$  на акустические свойства вещества и внешнего механического напряжения  $P$  на его высокочастотные магнитные свойства. Обычно магнитоакустический резонанс определяется как общая точка на спектрах звуковых (фононных) и спиновых (магнетонных) волн, в которой совпадают частоты и волновые векторы этих волн. Взаимодействие спиновых и упругих степеней свободы (магнитоупругое взаимодействие) расщепляет эти две пересекающиеся ветви спектра на две магнитоупругие ветви, которые не имеют общих точек [21–23]. Верхнюю ветвь  $\omega_m(k)$  обычно называют квазимагнетонной, нижнюю  $\omega_{ph}(k)$  — квазифононной (рис. 5). Мы будем придерживаться этой терминологии, поскольку она используется в обзоре [18], в котором теория магнитоупругого резонанса, применительно к нашим экспериментам, изложена наиболее полно. В наших экспериментах измерялась скорость квазизвука на частоте 5.1 МГц, что соответствует квазифононной ветви  $\omega_{ph}(k)$ . Здесь: квазимагнетонные ( $\omega_{1m}(k)$  и  $\omega_{2m}(k)$ ) и соответствующие

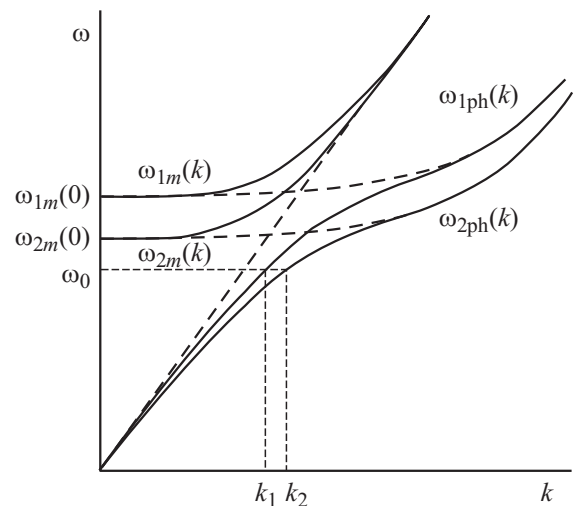


Рис. 5. Спектр звуковых (фононных) и спиновых (магнетонных) волн в области магнитоакустического резонанса.

им квазифононные ( $\omega_{1ph}(k)$  и  $\omega_{2ph}(k)$ ) ветви магнитоупругих волн;  $k_1$  и  $k_2$  — волновые векторы, соответствующие значениям  $\omega_{1ph}(k_1) = \omega_0$  и  $\omega_{2ph}(k_2) = \omega_0$ ,  $\omega_0/2\pi = 5.1$  МГц — частота акустического генератора в наших экспериментах. На рис. 5 приведены ветви  $\omega_{1m}(k)$ ,  $\omega_{2m}(k)$ ,  $\omega_{1ph}(k)$  и  $\omega_{2ph}(k)$ , соответствующие двум значениям щели в квазимагнетонных спектрах, причем  $\omega_{1m}(0) > \omega_{2m}(0)$ .

Измеряемые значения скорости квазизвука  $V_\xi$  определяются наклонами касательных к кривым  $\omega_{1ph}(k)$  и  $\omega_{2ph}(k)$  при значениях  $k = k_1$  и  $k = k_2$  соответственно. Видно, что значение  $V_\xi(\omega_0)$  убывает при уменьшении щели  $\omega_m(0)$ . Из теории магнитоакустического резонанса [18] следует, что существует минимальное значение  $\omega_m(0) = \omega_{\min}$ , которое получило название магнитоупругой щели. Оно достигается в точках ориентационного фазового перехода как по магнитному полю  $H$ , так и по давлению  $P$  [18]. Таким образом, теория предсказывает наличие минимумов на зависимостях  $V_\xi(H)$  и  $V_\xi(P)$  в точках ориентационных фазовых переходов.

Результаты наших измерений скорости квазизвука  $V_\xi$  вблизи ориентационных переходов по параметрам  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{P}$  представлены на рис. 6 и 7. На рис. 6 приведена зависимость  $V_\xi(H)$  при  $P = \text{const}$ . Данные на рис. 7 соответствуют зависимостям  $V_\xi(P)$  при  $H = \text{const}$ . Наиболее интересными особенностями кривых на рис. 6 и 7 мы считаем следующее.

1. Наличие минимумов на кривых  $V_\xi(H)$  при всех выбранных значениях  $\mathbf{P}$ .
2. Значения полей  $H = H_{\min}$  в точках минимума  $V_\xi(H)$  при  $\mathbf{P} = \text{const}$  растут с ростом  $\mathbf{P}$ .
3. С ростом  $\mathbf{P}$  растет также ширина этих минимумов.
4. Минимумы присутствуют также на кривых  $V_\xi(P)$  при  $H = \text{const}$ , но для значений  $H \leq 3$  кОе.
5. При  $H > 3$  кОе минимумы на кривых  $V_\xi(P)$  превращаются в протяженные плато.



Сравнение этих результатов с выводами существующей теории магнитоакустических явлений проведено в следующем разделе.

### 5. Обсуждение результатов

При анализе кривых  $V_\xi$ , представленных на рис. 6 и 7, мы пользовались формулами, приведенными в обзоре Турова и Шаврова [18]. В этом обзоре теория магнитоакустических явлений представлена в наиболее удобной форме применительно к нашим экспериментам. Для упрощения формул мы использовали малость величины относительного изменения скоростей квазизвука, которая имеет место для всех кривых на рис. 6 и 7:

$$\Delta V/V \approx 0.15 \ll 1, \quad (7)$$

где  $V$  — наибольшие значения  $V_\xi$ , а  $\Delta V$  — разность между наибольшими и наименьшими значениями для одной кривой. Условие (7) является следствием выбора частоты акустического генератора  $\omega/2\pi = 5.1$  МГц.

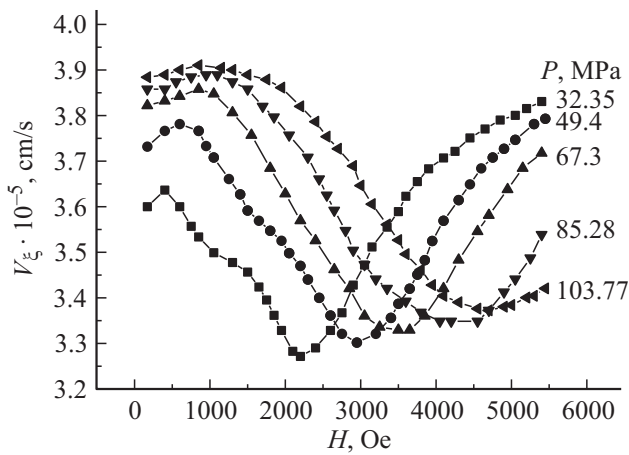


Рис. 6. Зависимость скорости квазизвука ( $V_\xi$ ) от магнитного поля для различных величин приложенных сжатий ( $P$ ).

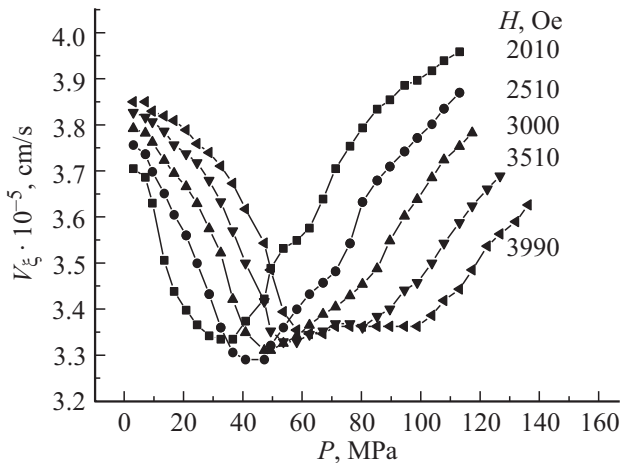


Рис. 7. Зависимость скорости квазизвука ( $V_\xi$ ) от давления ( $P$ ) для разных значений магнитного поля.

При частотах, более близких к частоте магнитоупругого резонанса, неравенство (7) может нарушаться. В этом случае необходимо пользоваться точными формулами из обзора [18], а не нашими приближенными формулами, которые получены из них ниже при использовании неравенства (7).

Согласно (3.13) из обзора [18], для частот магнитоупругих волн

$$\omega_\pm^2(H, P) = \frac{1}{2} \left\{ \omega_k^2(H, P) + \omega_i^2 \pm [(\omega_k^2(H, P) - \omega_i^2)^2 + 4\omega_i^2\omega_{ME}^2]^{1/2} \right\}, \quad (8)$$

где  $\omega_i^2 = sk$ ,  $s$  — скорость звука без учета магнитоупругого взаимодействия,  $k$  — волновой вектор,  $\omega_{ME}$  — магнитоупругая щель в спектре квазимагнотной ветви,  $\omega_k$  — частота магнонов, которая для легкоплоскостных антиферромагнетиков определяется формулами (3.26) и (3.27) из [18]:

$$\omega_k^2 = \alpha k^2 + \omega_{ME}^2 + (\omega_p^*)^2 - \omega_p^2 \quad (9)$$

при  $(\omega_p^*)^2 > \omega_p^2$ , и

$$\omega_k^2 = \alpha k^2 + \omega_{ME}^2 + \omega_M^2(\varphi) + \beta(H, P)(\omega_p^2 - (\omega_p^*)^2) \quad (10)$$

при  $(\omega_p^*)^2 < \omega_p^2$ . Величины  $\omega_p$  и  $\omega_p^*$  определяются формулами (3.22) и (3.23) из [18]

$$\omega_p^2 = aP, \quad (\omega_p^*)^2 = bH(H + H_D), \quad (11)$$

$H_D$  — поле Дзялошинского. Явный вид величин  $\alpha$ ,  $\omega_{ME}$ ,  $\omega_M(\varphi)$ ,  $\beta(H, P)$ ,  $a$ ,  $b$  нам не потребуется. Он приведен в [18].

Можно показать, что неравенство (7) эквивалентно существованию малого параметра  $\varepsilon$  в (8)

$$\varepsilon = \omega_{ME}^2 / (\omega_{ME}^2(H, P) - \omega_i^2). \quad (12)$$

В линейном приближении по  $\varepsilon$  из (8) получается следующее выражение для скорости квазизвука:  $V_\xi = \omega_- / k$ , где

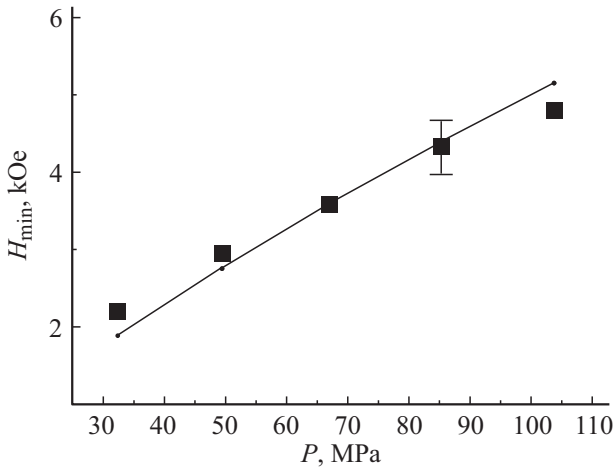
$$V_\xi(H, P) = s \left\{ 1 - \omega_{ME}^2 / [2(\omega_k^2(H, P) - \omega_i^2)] \right\}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что наименьшему значению  $V_\xi(H, P)$  соответствует наименьшее значение частоты магнона  $\omega_k(H, P)$ . Согласно (9)–(10), оно достигается при равенстве

$$\omega_p^2 = (\omega_p^*)^2, \quad (14)$$

которое соответствует точке ориентационного фазового перехода [18]. Формула (14) с учетом (11) позволяет записать уравнение для поля  $H = H_{\min}$  в точках минимумов кривых  $V_\xi(H, P)$  при  $P = \text{const}$  (для рис. 6)

$$H_{\min}^2 + H_D H_{\min} - \frac{a}{b} P = 0. \quad (15)$$



**Рис. 8.** Зависимость величин магнитного поля  $H_{\min}$ , соответствующих минимумам скорости квазизвука ( $V_{\xi}$ ), от приложенного давления ( $P$ ).

На рис. 8 приведена зависимость  $H_{\min}(P)$ , полученная из решения уравнения (15) при значениях  $H_D = 17$  kOe и  $a/b = 1.1$ . Точки на рис. 8 соответствуют экспериментальным значениям  $H_{\min}(P)$  для кривых на рис. 6. Их положение относительно теоретической кривой находится в пределах экспериментальной погрешности.

Однако другие особенности этих кривых хуже согласуются с формулами (8)–(13). Из (9)–(13) следует, что в точках, соответствующих условию  $\omega_p^2 = (\omega_p^*)^2$  (14), производная  $\partial V_{\xi}/\partial H$  терпит разрыв, обусловленный разрывом производной  $\partial \omega_k^2/\partial H$ :

$$\partial \omega_k^2/\partial H = (\partial \omega_k^2/\partial (\omega_p^*)^2)(\partial (\omega_p^*)^2/\partial H) = b(2H + H_D), \quad (16)$$

при  $(\omega_p^*)^2 \geq \omega_p^2$  и

$$\partial \omega_k^2/\partial H = -\beta(H, P)b(2H + H_D) \quad (17)$$

при  $(\omega_p^*)^2 \leq \omega_p^2$ . Такие особенности на экспериментальных кривых  $V_{\xi}(H, P)$  при  $P = \text{const}$  (рис. 6) отсутствуют. Можно считать, что они уширяются, превращаясь в обычные минимумы с нулевыми производными ( $\partial V_{\xi}/\partial H = 0$ ). Это означает, что формулы (8)–(11) нуждаются в обобщении, связанном с включением механизмов такого уширения.

Из (9)–(13) также следует существование аналогичных скачков для производной  $\partial V_{\xi}/\partial P$ , обусловленных разрывами производной  $\partial \omega_k^2/\partial P$

$$\partial \omega_k^2/\partial P = (\partial \omega_k^2/\partial (\omega_p^*)^2)\partial (\omega_p^*)^2/\partial P = -a \quad (18)$$

при  $(\omega_p^*)^2 \geq \omega_p^2$  и

$$\partial \omega_k^2/\partial P = \beta(H, P)a \quad (19)$$

при  $(\omega_p^*)^2 \leq \omega_p^2$ . Из экспериментальных кривых  $V_{\xi}(H, P)$  при  $H = \text{const}$  (рис. 7) следует, что эти особенности уширяются до минимумов только при  $H \leq 3$  kOe.

При  $H > 3$  kOe на кривых  $V_{\xi}(H, P)$  (рис. 7) возникают протяженные плато, которые отсутствуют на кривых, представленных на рис. 6. Таким образом, механизмы уширения обсуждаемых особенностей, которые необходимо учесть в формулах (8)–(11), должны отличаться для уширения особенностей по полю  $H$  и по давлению  $P$ . Это означает, что простого разброса коэффициентов ( $a$ ) и ( $b$ ) в (11) может оказаться недостаточно для описания различий в уширениях по параметрам  $H$  и  $P$ . Возможно причиной такого различия является пластическая деформация при давлениях  $P > 60$  МПа. Однако более строгие выводы можно сделать после проведения дополнительных экспериментальных и теоретических исследований, результаты которых мы надеемся представить в нашей следующей публикации.

## Список литературы

- [1] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 560 с.
- [2] А.С. Боровик-Романов. Антиферромагнетизм. В сб.: Итоги науки. Физико-математические науки. Вып. 4 / Под ред. Я.Г. Дорфмана. Изд-во АН СССР, М. (1962). С. 7.
- [3] Г.А. Смоленский, В.В. Леманов Г.М. Недлин, М.П. Петров, Р.В. Писарев. Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 454 с.
- [4] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 320 с.
- [5] И.Е. Дикштейн, В.В. Тарасенко, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **67**, 816 (1974).
- [6] Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев, И.К. Кумскова. ФТТ **25**, 2820 (1983).
- [7] A. Tasaki, S. Iida. J. Phys. Soc. Jpn **18**, 1148 (1963).
- [8] А.С. Боровик-Романов, Е.Г. Рудашевский. ЖЭТФ **47**, 2095 (1964).
- [9] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. ФТТ **7**, 217 (1965).
- [10] В.И. Щеглов. ФТТ **14**, 2180 (1972).
- [11] M.H. Seavy. Solid State Commun. **10**, 219 (1972).
- [12] П.П. Максименков, В.И. Ожогин. ЖЭТФ **65**, 2(8), 657 (1973).
- [13] И.Е. Дикштейн, В.В. Тарасенко, В.Г. Шавров. ФТТ **16**, 2192 (1974).
- [14] Л.В. Великов, А.С. Прохоров, Е.Г. Рудашевский, В.Н. Селезнев. ЖЭТФ **73**, 998 (1977).
- [15] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. ЖЭТФ **73**, 998 (1977).
- [16] В.И. Ожогин. Изв. АН СССР. Сер. физ. **42**, 1625 (1978).
- [17] W. Jantz, W. Wettleing. Appl. Phys. **15**, 399 (1978).
- [18] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН **140**, 429 (1983).
- [19] Е.А. Туров. ЖЭТФ **98**, 2(8), 655 (1990).
- [20] Физическая акустика. Т. 6А / Под ред. У. Мэзона. Мир, М. (1969). 436 с.
- [21] Е.А. Туров, Ю.П. Ирхин. ФММ **3**, 15 (1956).
- [22] А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. ЖЭТФ **35**, 228 (1958).
- [23] C. Kittel. Phys. Rev. **110**, 836 (1958).