

Магнитное дупреломление и коническая рефракция упругих волн в антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$

© С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов, Д.А. Иванов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КНЦ РАН,
Казань, Россия

E-mail: dissovet@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 10 июня 2010 г.)

Приведены результаты экспериментального изучения влияния линейного магнитного дупреломления поперечных упругих волн, обусловленного магнитоупругим взаимодействием, на коническую рефракцию звука в антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. В слабиферромагнитном состоянии обнаружено разделение входящего потока звуковой энергии на два потока, соответствующих двум нормальным модам поперечных колебаний в образце. Они распространяются вдоль тригональной оси C_3 с различной фазовой скоростью вследствие эффекта линейного магнитного дупреломления звука. Установлено, что угол отклонения (θ_η) от оси C_3 групповой скорости нормальной моды упругих колебаний, не взаимодействующей с магнитной подсистемой, определяется внутренней конической рефракцией и не зависит от величины магнитного поля в базисной плоскости ($\mathbf{H} \perp C_3$). Показано также, что угол отклонения (θ_ξ) групповой скорости взаимодействующей моды колебаний зависит от величины поля и стремится к величине θ_η при больших значениях H . При этом векторы групповых скоростей лежат в одной азимутальной плоскости, проходящей через ось C_3 , и отклоняются в противоположных направлениях. Полученные результаты подтверждают выводы теоретического описания явления конической рефракции звука в антиферромагнетиках.

1. Введение

Хорошо известно, что в тригональных антиферромагнетиках типа „легкая плоскость“ (АФЛП) эффективное магнитоупругое (МУ) взаимодействие снимает вырождение спектра поперечных волн, распространяющихся вдоль оси третьего порядка C_3 [1]. Природа этого явления связана с тем, что при распространении когерентного поперечно-поляризованного звука вдоль оси C_3 ($\mathbf{k} \parallel C_3$) лишь одна из двух нормальных мод поперечных колебаний взаимодействует с осцилляциями вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L} \perp C_3$ около положения равновесия в „легкой“ базисной плоскости, соответствующими нижней (квазиферромагнитной) ветви спиновых волн. При этом фазовая скорость взаимодействующей моды (ξ -мода) вследствие перенормировки модулей упругости из-за МУ-связи становится зависящей от внешнего магнитного поля (в силу зависимости частоты антиферромагнитного резонанса ω_{f0} нижней ветви от поля) и отличной от фазовой скорости невзаимодействующей моды (η -мода) [1–3]. Это приводит к сдвигу фаз между модами и, как следствие, к повороту плоскости поляризации поперечной волны, прошедшей через антиферромагнитный образец. При этом амплитуда звука на выходе оказывается осциллирующей функцией магнитного поля. Эти и другие эффекты, связанные с явлением магнитного дупреломления (ДП) звука в АФЛП, в настоящее время хорошо изучены и теоретически (см., например, [3]), и экспериментально (см., например, [4,5]).

В то же время, как показано в работе [2], снятие вырождения спектра поперечных волн благодаря эффективному МУ-взаимодействию может привести к интересным физическим явлениям, связанным с различием

и групповых скоростей нормальных упругих мод. Дело в том, что при распространении поперечных упругих волн вдоль оси C_3 в тригональных кристаллах имеет место явление внутренней конической рефракции (ВКР), проявляющееся в отклонении направления потока звуковой энергии от нормали к фронту волны [6]. При ВКР вектор групповой скорости поперечных волн \mathbf{V} не совпадает с вектором фазовой скорости $\mathbf{v} \parallel \mathbf{k} \parallel C_3$, а величина фазовой скорости v является проекцией вектора \mathbf{V} на направление распространения. При этом компоненты групповой скорости V_i ($i = X, Y, Z$) определяются уравнениями [6]

$$\rho v V_i = C_{ijzm} w_j w_m, \quad (1)$$

где \mathbf{w} — единичный вектор поляризации, C_{ijzm} — компоненты тензора модулей упругости. Снятие вырождения помимо различия фазовых скоростей (v_ξ, v_η) нормальных поперечных мод с $\mathbf{k} \parallel C_3$ приводит также к тому, что каждая из них будет иметь свое направление поляризации ($\xi \perp \eta$), свою величину групповой скорости (V_ξ, V_η), а также свое направление групповой скорости ($\mathbf{V}_\xi, \mathbf{V}_\eta$) — скорости переноса упругой энергии [2].

Теоретическое рассмотрение явления конической рефракции в АФЛП (в частности, в гематите) дано в [2]. Согласно этой работе, в магнитных полях, приложенных в базисной плоскости ($\mathbf{H} \perp C_3$) и больших поля монодоменизации гематита ($H > H_d \sim 1.6$ kOe), полярные углы (θ_ξ и θ_η) векторов \mathbf{V}_ξ и \mathbf{V}_η определяются соотношениями

$$|\operatorname{tg} \theta_\xi| = |C|B, \quad |\operatorname{tg} \theta_\eta| = |C|, \quad C = C_{14}/C_{44}, \quad (2)$$

$$B = \frac{[H(H + H_D) + 2H_E(H_{\text{me1}} - H_{\text{me2}})]}{[H(H + H_D) + 2H_E(H_{\text{me1}} - H_{\text{me3}})]}. \quad (3)$$

Эти выражения получены при условии, что $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$. Отметим, что в полях $H > H_d$ условие $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$, с учетом кото-

рого строится теория линейного дупреломления звука и связанных с ним явлений в антиферромагнетиках [2,3], хорошо выполняется. Векторы групповых скоростей \mathbf{V}_ξ и \mathbf{V}_η расположены в одной азимутальной плоскости, проходящей через ось $\mathbf{Z} \parallel \mathbf{C}_3$ и перпендикулярной базисной плоскости. Азимутальные углы этих векторов ($\varphi_\xi, \varphi_\eta$) представляются соответственно выражениями [2,6]

$$\varphi_\xi = (\pi/2) - 2\alpha_\xi, \quad \varphi_\eta = \varphi_\xi + \pi, \quad \alpha_\xi = -2\varphi_H, \quad (4)$$

где угол α_ξ определяет направление поляризации ξ -моды относительно выбранной оси второго порядка \mathbf{C}_2 в базисной плоскости. Полярные углы (θ_ξ и θ_η) в выражениях (2) отсчитываются от оси $\mathbf{Z} \parallel \mathbf{C}_3$, азимутальные углы (φ_ξ и φ_η) в плоскости базиса — от выбранной оси $\mathbf{C}_2 \parallel \mathbf{X}$. Угол φ_H , отсчитываемый от той же оси \mathbf{C}_2 , характеризует направление магнитного поля \mathbf{H} . Величины, входящие в выражения (2) и (3), соответственно есть C_{14}, C_{44} — компоненты тензора модулей упругости, H_E — обменное поле, H_D — поле Дзялошинского, $H_{me1}, H_{me2}, H_{me3}$ — эффективные МУ-поля, выражения для которых приведены в работе [2]. Значения всех констант, входящих в (2) и (3), для гематита можно найти в работе [4]. Как видно из выражений (2), отклонение вектора \mathbf{V}_η от направления \mathbf{k} (угол θ_η) является постоянной величиной и составляет, согласно расчетам, примерно 8° . В то же время отклонение вектора \mathbf{V}_ξ зависит от величины поля и при $H \geq H_d$ растет с ростом поля от значений $\theta_\xi(H_d) \sim 0.65\theta_\eta$ до значений $\theta_\xi \approx \theta_\eta$ при $H > 12.0 \text{ kOe}$.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению влияния антиферромагнетизма и МУ-связи на коническую рефракцию звука в кристаллах $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. В экспериментах измерялась величина отклонения от направления распространения ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$) первого прошедшего через образец импульса поперечных ультразвуковых волн в зависимости от величины и направления магнитного поля, приложенного в базисной плоскости. Схема эксперимента дана на рис. 1. Образец гематита (O1) имел форму параллелепипеда с оптически обработанными торцами размерами $10 \times 12 \text{ mm}$, параллельными базисной плоскости и перпендикулярными оси \mathbf{C}_3 с точностью до 0.2° . Длина образца в направлении распространения звука составляла $d = 6.2 \text{ mm}$. Для возбуждения и приема ультразвука на торцевые грани были напылены металлические пленки. Пьезопреобразователи (P2, P3) (x-срез ниобата лития) присоединялись к этим граням на твердой склейке. Поперечные акустические волны на частотах $f \approx 100$ и $f \approx 200 \text{ MHz}$ и с поляризацией \mathbf{e} , перпендикулярной выбранной оси \mathbf{C}_2 ($\mathbf{e} \perp \mathbf{C}_2$), возбуждались и принимались при помощи накладываемых пластинчатых электродов (E4, E5) размерами $3 \times 0.6 \text{ mm}$ (передатчик (E4)) и

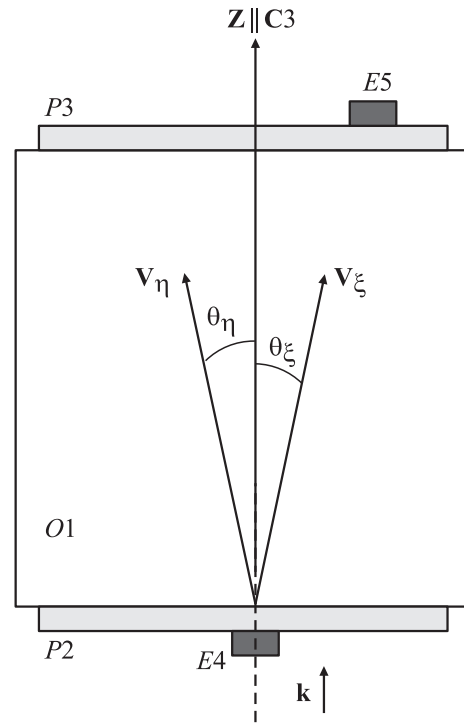


Рис. 1. Схема эксперимента. O1 — образец, P2, P3 — пьезопреобразователи, E4 — передающий, а E5 — приемный (сканирующий) пластинчатый электрод. Показано сечение образца по азимутальной плоскости векторов \mathbf{V}_ξ и \mathbf{V}_η .

$5 \times 0.4 \text{ mm}$ (приемник (E5)). Все эксперименты велись в импульсном режиме с длительностью импульсов $1 \mu\text{s}$. Сканированием приемного электрода (E5) по поверхности соответствующего пьезопреобразователя (P3) определялось распределение акустической энергии (профиль звукового пятна) и его расположение относительно осевой линии, проходящей через неподвижный передающий электрод (E4) параллельно тригональной оси \mathbf{C}_3 . Метод сканирования небольшим по размерам приемным электродом для определения распределения интенсивности в звуковом пятне предварительно отработывался на образце кварца и показал хорошие результаты.

Зависимость направления поляризации нормальных мод упругих колебаний ($\xi \perp \eta$) в базисной плоскости XY от направления магнитного поля \mathbf{H} ($\alpha_\xi = -2\varphi_H$) позволяла одним и тем же пьезодатчиком на входе возбуждать в образце либо полезависимую (ξ), либо не зависящую от поля (η) моду нормальных колебаний, либо обе моды одновременно с различной интенсивностью [2]. Поскольку поляризация возбуждаемых поперечных волн $\mathbf{e} \perp \mathbf{C}_2$, при $\varphi_H = 0$ в образце распространяется не зависящая от поля мода η с поляризацией $\eta \parallel \mathbf{e} \perp \mathbf{C}_2$. В этом случае, согласно (4), вектор групповой скорости \mathbf{V}_η этой моды лежит в плоскости, проходящей через ось $\mathbf{C}_3 \parallel \mathbf{Z}$ и перпендикулярной $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_2$. Как видно из рис. 2, форма и местоположение прошедшего акустического импульса (его пространственный профиль) в полях $H \geq 2.0 \text{ kOe}$ остаются практически неизменными наряду с хорошо

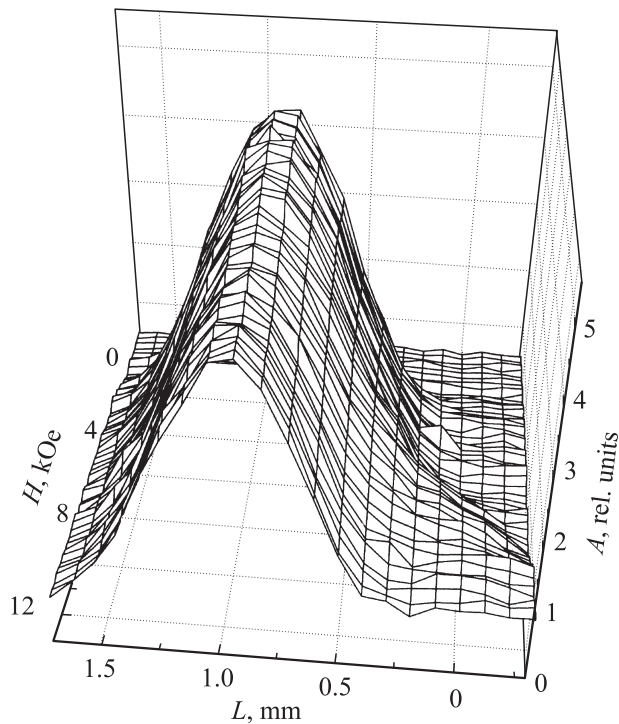


Рис. 2. Полевая зависимость отклонения потока энергии от тригональной оси C_3 для не взаимодействующей η -моды нормальных колебаний (внутренняя коническая рефракция).

выраженным смещением центра звукового пятна от осевой линии на расстояние $\Delta_\eta \approx 0.95$ mm. Для образца длиной $d = 6.2$ mm в направлении распространения звука это соответствует отклонению на угол $\theta_\eta \sim 8.5^\circ$ и хорошо согласуется со значением, определяемым из выражения $|\operatorname{tg} \theta_\eta| = |C_{14}/C_{44}|$ ($C_{14}/C_{44} = -0.153$). При этом смещение не проявляет какой-либо зависимости от величины поля и определяется ВКР.

Иная картина наблюдается при $\varphi_H = \pi/4$. В этом случае в образце распространяется только полевая зависимость магнитоупругая мода ξ с поляризацией $\xi \parallel \mathbf{e} \perp C_2$. Вектор групповой скорости \mathbf{V}_ξ лежит в той же азимутальной плоскости, что и при $\varphi_H = 0$, однако величина смещения звукового пятна Δ_ξ является функцией H . Как следует из рис. 3, смещение звукового пятна увеличивается с ростом магнитного поля, достигает своего максимального значения $|\Delta_\xi| \approx 0.8$ mm в полях $H \approx 12.0$ kOe и при дальнейшем росте поля практически не изменяется. В экспериментах величина поля изменялась в интервале 2.0–12.0 kOe. Максимальное смещение звукового пятна соответствует углу отклонения θ_ξ , вектора \mathbf{V}_ξ от осевой линии примерно на угол $(\theta_\xi)_{\max} \approx 7.5^\circ$ [7]. Наблюдаемая зависимость $\theta_\xi(H)$ подтверждает выводы теории, согласно которой полевая зависимость описывается выражением $|\operatorname{tg} \theta_\xi| = B(H)|C_{14}/C_{44}|$. Параметр $B(H)$ в этом интервале полей изменяется от значений $B(H) \approx 0.65$ в поле $H \approx 2.0$ kOe до значений $B(H) \approx 0.92$ при $H \approx 12.0$ kOe, и угол $(\theta_\xi)_{\text{theor}}^{\max} \approx 8.0^\circ$.

В то же время, на наш взгляд, наибольший интерес вызывают наблюдение и изучение полевой зависимости конической рефракции в случае, когда направление магнитного поля характеризуется углом, отличным от значений $\varphi_H = n\pi/4$ ($n = 0; 1; 2; 3; \dots$). В этом случае в образце возбуждаются и распространяются обе нормальные моды (ξ, η) поперечных колебаний. Здесь необходимо отметить следующее. Измеренная ширина пятна (на полувысоте) прошедших акустических импульсов δ составляет примерно 0.75 mm (данные для звука, возбуждаемого на частоте $f \approx 100$ MHz). Из экспериментальных результатов, приведенных выше, следует, что максимальное расстояние $\Delta(H) = |\Delta_\xi(H)| + \Delta_\eta$, на которое расходятся прошедшие через образец акустические импульсы, соответствующие двум нормальным модам ξ и η , составляет примерно $\Delta_{\max} \approx 1.75$ mm. Это означает, что в рассматриваемом случае, когда возбуждаются обе нормальные моды ($\varphi_H \neq n\pi/4$), на выходе из образца звуковые пятна будут перекрываться даже при достаточно больших магнитных полях. Таким образом, результирующие амплитуды звука в обоих звуковых пятнах на выходе из образца будут (из-за различия фазовых скоростей нормальных мод) осциллирующими функциями от величины магнитного поля H [2–5]. На рис. 4 приведены полевые зависимости отклонения потоков энергии, соответствующие нормальным модам ξ и η , распространяющимся в образце при $\varphi_H = 22.5^\circ$. В этом случае векторы групповой скорости $\mathbf{V}_\xi, \mathbf{V}_\eta$ лежат в азимутальной плоскости, проходящей через оси C_2 и C_3 ,

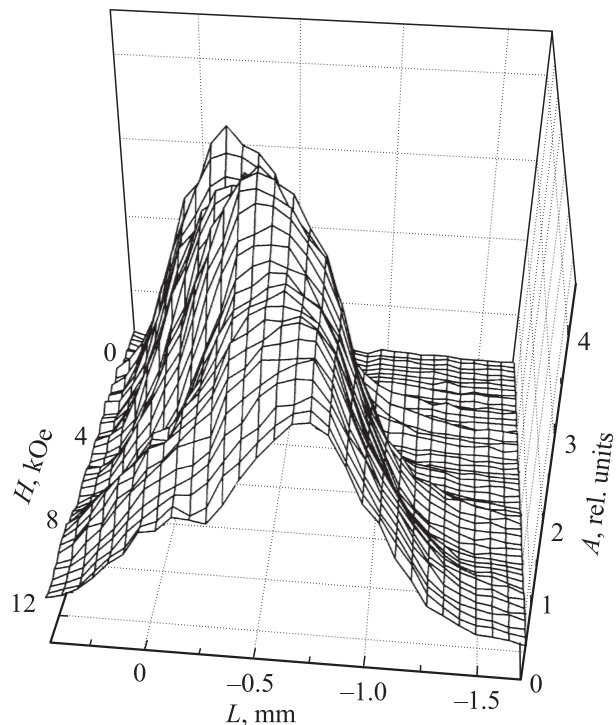


Рис. 3. Полевая зависимость отклонения потока энергии от тригональной оси C_3 для взаимодействующей магнитоупругой ξ -моды нормальных колебаний.

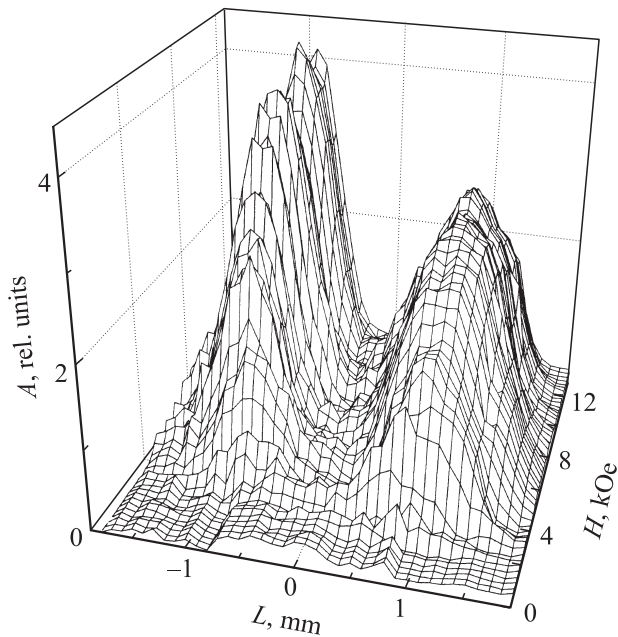


Рис. 4. Полевые зависимости отклонения потоков энергии, соответствующие нормальным модам ξ и η , распространяющимся в образце при $\varphi_H = 22.5^\circ$.

и отклоняются от осевой линии в противоположных направлениях. Из рисунка видно, что расстояние между пятнами увеличивается с ростом магнитного поля от 2.0 до 12.0 кОе в соответствии с ростом параметра $B(H)$ в рассматриваемом интервале полей (см. выше). При этом результирующие амплитуды упругих волн в обоих пятнах являются осциллирующими функциями H . Аналогичные результаты наблюдаются и при других направлениях магнитного поля, когда $\varphi_H \neq n\pi/4$. Положение азимутальной плоскости относительно оси C_2 зависит от направления магнитного поля в базисной плоскости в соответствии с выражениями (4). На рис. 2–4 приведены результаты измерений на частоте звука $f \approx 100$ МГц. На частоте $f \approx 200$ МГц были получены такие же экспериментальные результаты. Различие состояло в том, что на выходе из образца при $f \approx 200$ МГц наблюдались более узкие (по ширине пятна) акустические импульсы.

Характерной особенностью кристаллов гематита является ориентационный фазовый переход из легкоплоскостного (ЛП) ($L \perp C_3$) в легкоосное (ЛО) ($L \parallel C_3$) антиферромагнитное состояние, происходящий при температуре Морина $T = T_M \approx 260$ К. В работах [3,8] показано, что линейное магнитное поле ДП поперечного звука, распространяющегося вдоль оси C_3 , также возможно в ЛО-состоянии и, что важно, полностью имеет антиферромагнитную природу и проявляется только при $H \neq 0$. Для гематита наиболее интересен случай, когда магнитное поле приложено в базисной плоскости, т.е. когда $H \perp k \parallel C_3$. В отличие от ЛП-состояния в ЛО-состоянии фазовые скорости обеих нормальных мод поперечных волн являются полезависимыми, а направ-

ление их поляризаций ($\xi \perp \eta$), также зависящих от направления магнитного поля, определяется уравнением $\alpha_\xi = -(\varphi_H)/2$. (Здесь и далее для однозначности оставлены те же обозначения всех величин, что и в ЛП-состоянии). Эксперименты по изучению конической рефракции звука в кристаллах гематита в состоянии ЛО ($L \parallel C_3$, $T < T_M$) проводились в той же геометрии, что и для ЛП-состояния ($L \perp C_3$, $T > T_M$): $k \parallel C_3$, $H \perp C_3$, $e \perp C_2$, при температуре $T^* \approx 248$ К и $H = 4.0$ кОе. Такой выбор температуры и величины поля определялся необходимостью исключить влияние индуцированного магнитным полем фазового перехода гематита из антиферромагнитного состояния в слабоферромагнитное ниже температуры Морина на линейное магнитное ДП звука. Индуцированный магнитным полем $H \perp C_3$ переход из антиферромагнитной фазы с $L_z \neq 0$ в фазу с $L_z = 0$ при температуре $T^* \approx 248$ К происходит в полях $H_{cr} > 10$ кОе [9]. В малых полях фазовый переход начинается поворотом вектора L в плоскости, проходящей через ось C_3 и перпендикулярной направлению поля. Угол поворота в поле $H = 4.0$ кОе составляет примерно $3-4^\circ$ [9], и можно считать, что $L_z \approx L_0 = 2M_0$ [3,8].

Измерения показали, что центр звукового пятна на выходе из образца смещен от осевой линии на расстояние, приблизительно равное 0.90 мм, что соответствует отклонению вектора групповой скорости от оси C_3 на угол $\theta_{exp} \approx 8.4^\circ$, и, очевидно, определяется ВКР. При этом какой-либо зависимости смещения от поля при изменении его величины до 9.0 кОе выявить не удалось. Также не удалось обнаружить разделение звукового потока на два потока, соответствующих двум нормальным модам поперечных волн в зависимости от направления поля. Эти результаты указывают на тот факт, что эффект ДП звука в данной экспериментальной ситуации, очевидно, близок к нулю. Численные расчеты, проведенные по формулам, полученным в работе [3] (см. разделы 2.6.2, 3.3.4), показывают, что величина эффекта ДП в этих условиях действительно очень мала.

3. Заключение

Отметим, что проведенные эксперименты количественно и качественно подтверждают результаты теоретического рассмотрения явления полезависимой конической рефракции звука в гематите в ЛП-состоянии [2]. В то же время обратим внимание на следующее. В общем случае понятие конической рефракции в тригональных кристаллах в отсутствие антиферромагнетизма (нормальные моды вырождены по скорости) предполагает, что при вращении поляризации входящей волны e вокруг оси C_3 в базисной плоскости вектор групповой скорости описывает конус с углом θ при вершине ($\text{tg } \theta = |C_{14}/C_{44}|$), а звуковое пятно на выходе описывает соответственно окружность [6]. Если же вектор антиферромагнетизма $L \neq 0$ и $H \neq 0$, то, согласно (4), азимутальная плоскость, которая проходит через ось C_3 и

на которой расположены векторы групповых скоростей \mathbf{V}_ξ и \mathbf{V}_η , удерживается постоянным магнитным полем, приложенным в определенном направлении в базисной плоскости. Очевидно, что в этом случае звуковые пятна всегда будут наблюдаться в одном и том же месте на выходном торце образца. В зависимости от направления поляризации входящей поперечной волны \mathbf{e} амплитуды звука $U(d)_{\xi,\eta}$ в пятнах будут периодически изменяться в соответствии с выражениями [2]: $U_\xi(d) = U_0 \cos \phi_0$, $U_\eta(d) = U_0 \sin \phi_0$. В геометрии наших экспериментов, в которых $\mathbf{e} \perp \mathbf{C}_2$, соответственно имеем $\phi_0 = \pi/2 - 2\varphi_H$.

Список литературы

- [1] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. УФН **155**, 593 (1988).
- [2] Е.А. Туров. ЖЭТФ **96**, 2140 (1989).
- [3] Е.А. Туров, И.Ф. Мирсасв, В.В. Николаев. УФН **172**, 193 (2002).
- [4] Ю.Н. Мицай, К.М. Скибинский, М.Б. Стругацкий, В.В. Тараканов. ФТТ **39**, 901 (1997).
- [5] И.Ш. Ахмадуллин, С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов. ФТТ **46**, 305 (2004); **47**, 506 (2005).
- [6] Э. Дьелесан, Д. Руайе. Упругие волны в твердых телах. Наука, М. (1982). 424 с.
- [7] С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов. Письма в ЖЭТФ **91**, 372 (2010).
- [8] Е.А. Туров. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. Изд-во УрО АН СССР, Свердловск (1990). 134 с.
- [9] В.С. Меркулов, Е.Г. Рудашевский, А. Ле Галль, К. Лейкюрас. ЖЭТФ **75**, 628 (1978); **80**, 161 (1981).