

Размерный акустический резонанс в неоднородно намагниченном слабом ферромагнетике FeVO_3

М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского
пр. Вернадского, 4, г. Симферополь, 95007, Украина
E-mail: strugatsky@tnu.crimea.ua*

Статья поступила в редакцию 27 июля 2006 г., после переработки 10 ноября 2006 г.

Развита теория акустического резонанса Фабри–Перо в тонкой пластине легкоплоскостного слабого ферромагнетика FeVO_3 . Показано, что смещение резонансных пиков по частоте, наблюдаемое при изменении магнитного поля, может быть объяснено в рамках ранее построенной теории магнитного линейного двупреломления звука в кристалле бората железа с учетом экспериментальных граничных условий.

Розвинуто теорію акустичного резонансу Фабрі–Перо у тонкій пластині легкоплосинного слабого ферромагнетика FeVO_3 . Показано, що зміщення резонансних піків по частоті, яке спостерігається при зміні магнітного поля, може бути пояснено у рамках раніше побудованої теорії магнітного лінійного двозаломлення звуку в кристалі борату заліза з урахуванням експериментальних граничних умов.

PACS: 42.25.Gy Краевые и граничные эффекты; отражение и преломление;

72.55.+s Магнитоакустические эффекты;

75.80.+q Магнитомеханические и магнитоэлектрические эффекты, магнитострикция.

Ключевые слова: борат железа, магнитное двупреломление звука, магнитная анизотропия, магнитоакустический эффект.

Введение

В работе [1] исследовали акустический резонанс Фабри–Перо в антиферромагнетике FeVO_3 . Ультразвук возбуждался и регистрировался пьезопреобразователями из ниобата лития X -среза, укрепленными на базисных гранях высокосовершенной тонкой (141 мкм) монокристаллической пластины бората железа. Такая геометрия позволяла регистрировать поперечные моды акустической волны, прошедшие сквозь кристалл вдоль оси симметрии 3_z . Эксперименты проводили при азотной температуре. Многократные переотражения от базисных поверхностей кристалла в условиях размерного резонанса приводили к резонансному возрастанию амплитуды волны, регистрируемой пьезоприемником. Установлена зависимость резонансной частоты поперечного звука ω_{rez} от величины статического магнитного поля H , приложенного в базисной плоскости образца. При этом наблюдалось несколько ветвей $\omega_{\text{rez}}(H)$, соответствующих различным акустическим резонансам (рис. 1, темные и светлые кружки). Все резонансы можно было условно

разделить на две группы: в одной из них смещение при изменении магнитного поля оказывалось намного значительнее (рис. 1, светлые кружки), чем в другой (рис. 1, темные кружки). Моды акустической волны, порождающие сильно смещающиеся резонансы, мы назвали сильномагнитными. При слабом смещении резонансов будем говорить о слабомагнитных модах.

Настоящая работа посвящена развитию теории наблюдаемого в борате железа акустического резонанса и интерпретации экспериментальных результатов [1].

Выбор модели

Анализ экспериментальных зависимостей $\omega_{\text{rez}}(H)$ [1] оказалось возможным провести в рамках наших моделей [2,3], описывающих особенности двупреломления звука в этом кристалле. Однако вначале обратимся к теории магнитного линейного двупреломления поперечного звука в тригональном легкоплоскостном антиферромагнетике, построенной в [4].

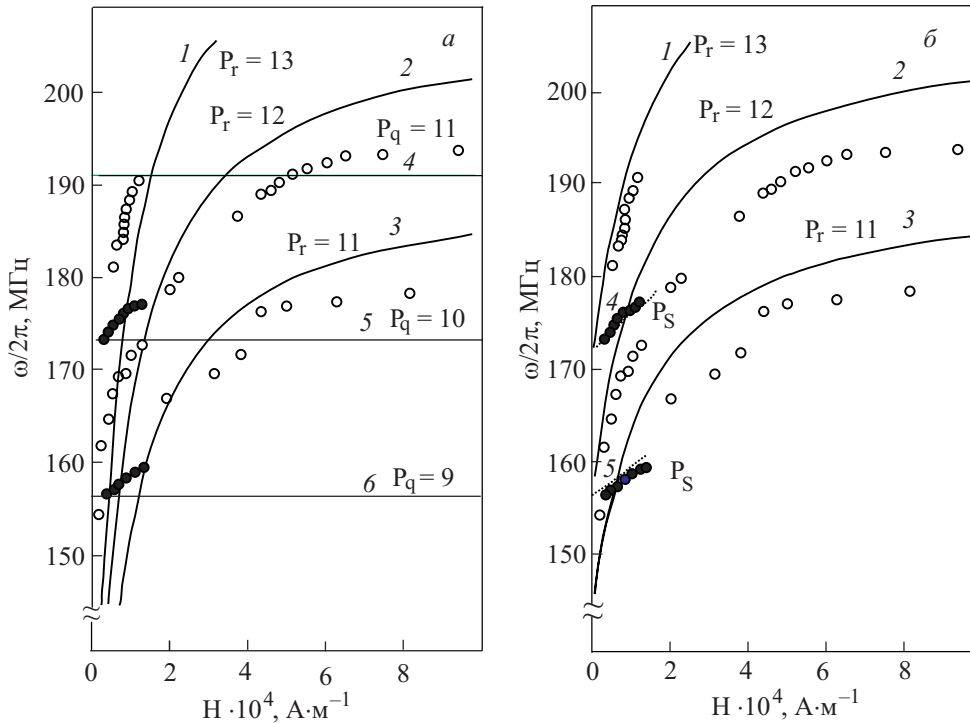


Рис. 1. Зависимость резонансной частоты от магнитного поля: сильномагнитные моды (эксперимент) (○), слабомагнитные моды (эксперимент) (●); 4, 5, 6 — немагнитные моды P_q в базисноизотропной модели, 1, 2, 3 — магнитные моды P_r в базисноизотропной модели (а); 1, 2, 3 — магнитные моды P_r в базисноанизотропной модели, 4, 5 — слабомагнитные моды P_s (б).

Согласно [4,5], в тригональных антиферромагнетиках, относящихся к пространственной группе симметрии D_{3d}^6 , к которым принадлежит борат железа, магнитоупругое взаимодействие снимает вырождение скоростей мод поперечного звука, распространяющегося вдоль оси симметрии z_z . При этом акустическая волна распадается на две линейно поляризованные во взаимно ортогональных плоскостях моды: немагнитную и магнитную. Скорость последней зависит от приложенного в базисной плоскости магнитного поля. Таким образом, наблюдаемые резонансы должны были бы соответствовать магнитным и немагнитным модам акустической волны в кристалле. В соответствии с [4], резонансы, порождаемые немагнитными модами, не должны смещаться в магнитном поле. В эксперименте же не смещающиеся резонансы вовсе отсутствуют. В нашей работе [6] установлено, что кривая частотной зависимости амплитуды поперечного звука в толстой базисной пластине $FeVO_3$ имеет тонкую структуру, происхождение которой связано с отражением звука от границ кристаллических блоков и поверхности кристалла. Период этой структуры растет с уменьшением толщины блоков и образца. Обсуждаемые здесь акустические резонансы в тонкой высокосовершенной пластине бората железа

по существу являются вырожденным случаем тонкой структуры, наблюдаемой в изометричном образце.

Ориентация осей поляризации магнитных (r) и немагнитных (q) мод акустической волны определяется соотношением [4]

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\beta & -\sin 2\beta & 0 \\ \sin 2\beta & \cos 2\beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ q \\ z \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь $x \parallel z_x$; β — угол отклонения магнитного поля от оси x (см. рис. 2,а).

Резонансные частоты мод определяются из условий размерного резонанса

$$\pi p v / \omega_{\text{rez}} = d, \quad (2)$$

где d — толщина кристалла; ω_{rez} — резонансная частота; v — фазовая скорость моды; p — порядок резонанса. Подставляя сюда выражения для скоростей [4]

$$v_r = \sqrt{\frac{C_{44}}{\sigma}} \sqrt{1 - \frac{H_E H_{me2}}{2H_E H_{me1} + H(H + H_D)}}, \quad (3)$$

$$v_q = \sqrt{\frac{C_{44}}{\sigma}}, \quad (4)$$

получаем полевую зависимость резонансных частот

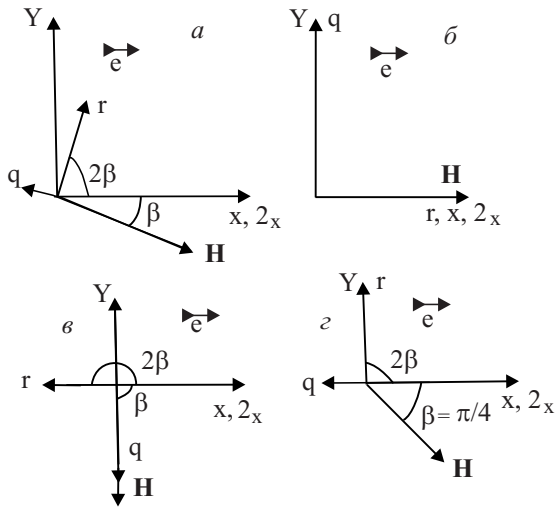


Рис. 2. Ориентация осей в базисноизотропном случае: ориентация магнитного поля β произвольна (а); $\beta = 0$ (б); $\beta = \pi / 2$ (в); $\beta = \pi / 4$ (г).

$$\omega_{\text{rez}}^{(r)}(H) = \frac{\pi p}{d} \sqrt{\frac{C_{44}}{\sigma}} \sqrt{1 - \frac{H_E H_{me2}}{2H_E H_{me1} + H(H + H_D)}}, \quad (5)$$

$$\omega_{\text{rez}}^{(q)} = \frac{\pi p}{d} \sqrt{\frac{C_{44}}{\sigma}}, \quad (6)$$

где $\sigma = 4,28 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ — плотность кристалла; $C_{44} = 10,2 \cdot 10^{10} \text{ Дж/м}^2$ [7] — упругий модуль; $H_E = 2,4 \cdot 10^8 \text{ А/м}$ — обменное поле; $H_D = 8 \cdot 10^6 \text{ А/м}$ — поле Дзялошинского; H_{me1}, H_{me2} — первое и второе магнитоупругие поля [4,5].

Кривые, построенные на основе (5) для $p = 11, 12, 13$, представлены на рис. 1,а. Прямые линии соответствуют немагнитным резонансам (6).

В эксперименте [1] направления колебаний пьезопреобразователей были параллельны оси 2_x кристалла. Вращая поле, авторы [1] стремились настроиться на магнитные или немагнитные моды. В соответствии с (1) векторы поляризации магнитных мод будут совпадать с осью 2_x , когда магнитное поле параллельно ($\beta = 0$) или ортогонально ($\beta = \pi / 2$) этой оси (рис. 2,б,в). В случае же ориентации поля под углом $\beta = \pi / 4$ к оси 2_x с этой осью будет совпадать направление поляризации немагнитных мод (рис. 2,г). Отметим, что магнитные и немагнитные моды можно регистрировать и при произвольной ориентации магнитного поля. Однако описанная геометрия является наиболее удобной, поскольку она соответствует максимальной амплитуде регистрируемых резонансов.

Таким образом, расчеты, основанные на теории [4], приводят к весьма существенному расхождению с экспериментом [1]. Если прямые (5) качественно описывают экспериментальную полевую зависимость частоты

для сильномагнитных мод, то прямая (6) для слабомагнитных мод не является удовлетворительной аппроксимацией. Понять природу такого несоответствия удастся путем учета в теории экспериментальных граничных условий, вызванных механическим контактом пьезопреобразователей с базисными гранями кристалла. Поскольку борат железа характеризуется сильной магнитоупругой связью [2], то такие граничные условия неизбежно должны оказывать существенное влияние на магнитное состояние кристалла и тем самым изменять параметры звуковой волны в образце. Поэтому для адекватного описания эффектов дупреломления звука в кристаллах типа бората железа учет граничных условий является необходимым.

Рассмотрим следующую простейшую модель [2,3]. Механические граничные условия создают в кристалле деформации, которые через магнитоупругую связь индуцируют в базисной плоскости одноосную магнитную анизотропию. Недавно существование такой анизотропии подтверждено в магнитоакустических экспериментах на кристаллах гематита [8], имеющих сходную с боратом железа кристалломагнитную структуру.

Деформации, связанные с граничными условиями, неоднородны по толщине кристалла — они убывают от поверхности в глубину образца. При этом наведенная одноосная магнитная анизотропия также будет неоднородна по величине — максимальна на поверхности и минимальна в центре кристалла. Для простоты возьмем линейный закон ее убывания [2]:

$$a = a_1 + a_2 |z|. \quad (7)$$

Здесь $z \parallel 3_z$, начало координат ($z = 0$) выбрано в центре кристалла. В этом случае магнитное поле, приложенное в базисной плоскости и не совпадающее по направлению с осью легкого намагничивания индуцированной анизотропии, вызовет пространственно неоднородное по толщине кристалла распределение намагниченности. В базисноанизотропном случае ориентация осей поляризации магнитных (r) и немагнитных (q) мод акустической волны определяется следующим образом [2]:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\varphi & -\sin 2\varphi & 0 \\ \sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ q \\ z \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где φ — угол между вектором ферромагнетизма и осью 2_x (рис. 3,а). При этом пространственное распределение угла $\varphi(H, z)$ находится из условия равновесия магнитной структуры. Направления поляризации мод r и q будут плавно изменяться вдоль оси z . В локальной системе координат (rq) выражение для фазовой скорости магнитной моды приобретает вид

$$v_r(H, z) = \sqrt{\frac{C_{44}}{\sigma}} \sqrt{1 - \frac{H_E H_{me2}}{2H_E H_{me1} + H[H_D \cos(\beta - \varphi) + H \cos 2(\beta - \varphi)] - 2a(H_E / \mu_0 M_0) \cos[2(\alpha - \beta + \varphi]}}. \quad (9)$$

Здесь α – угол между легкой осью для вектора антиферромагнетизма (ЛАО) и направлением магнитного поля (рис. 3,а); β – угол между направлением магнитного поля и осью 2_x ; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; $M_0 \approx 5 \cdot 10^5$ А/м – подрешеточная намагниченность бората железа. Обратим внимание на то, что в отсутствие базисной анизотропии или в случае $\alpha = \pi/2$ вектор ферромагнетизма направлен по полю $\varphi = \beta$, и соотношение (8) переходит в (1).

Поворот локальной системы координат должен приводить к перемешиванию мод. Таким образом, в неоднородном случае вместо чистых магнитных и немагнитных мод нужно рассматривать гибридные, которые, видимо, и могут быть отождествлены с упомянутыми выше слабомагнитными и сильномагнитными модами. Соответствующие им резонансы должны по-разному смещаться с изменением магнитного поля.

Отметим, что в свободно подвешенной тонкой базисной пластине FeVO₃ акустический резонанс исследовали в работе [7]. Звук возбуждался радиочастотным магнитным полем, приложенным в плоскости образца. Установлена зависимость резонансной частоты звука ω_{rez} от величины статического магнитного поля H , также приложенного в базисной плоскости. При этом речь шла только об одной магнитной моде акустической волны, соответствующей резонансу первого порядка. Наблюдавшуюся же в слабых магнитных полях мультимодовость, приводившую к размытию начального участка кривой $\omega_{rez}(H)$, связывали с возможными неоднородными напряжениями в кристалле и/или присутствием доменов. Поскольку образец закреплен не был и механическое воздействие на кристалл отсутствовало, можно предположить существование ростовых напряжений,

которые дополнительно усиливались при охлаждении образца до азотной температуры. С точки зрения нашей базисноанизотропной модели конкретный механизм возникновения базисной анизотропии принципиального значения не имеет. Обратим внимание еще на то, что при анализе результатов [1] влияние доменов, видимо, можно исключить из-за больших для бората железа величин полей.

Расчет резонансных кривых в неоднородном случае

Для расчета амплитуды вышедшей из кристалла волны удобно применить известный из оптики метод матриц Джонса [2,3]. Если представить кристалл разделенным на n тонких слоев, параллельных базисной плоскости, с постоянной внутри каждого слоя анизотропией, то связь между падающей на кристалл волной и волной на выходе из него определится так:

$$\begin{pmatrix} u_r^{out} \\ u_q^{out} \end{pmatrix} = \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \left(\prod_m T_m \right)^N \begin{pmatrix} u_r^{in} \\ u_q^{in} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где \mathbf{r} и \mathbf{q} – векторы поляризации магнитной и немагнитной мод на поверхности кристалла; N – кратность прохождения волной кристалла перед выходом из него; $\tau_N = (1 - \rho)^2 \rho^{N-1}$ – эффективный коэффициент пропускания; ρ – коэффициент отражения от границы кристалл–пьезодатчик (в наших расчетах $\rho \approx 0,9$); $u_r^{in} = e^{i\omega t} \cos \psi$, $u_q^{in} = e^{i\omega t} \sin \psi$ – компоненты падающей на кристалл линейно поляризованной волны; ψ – угол между направлением поляризации падающей вол-

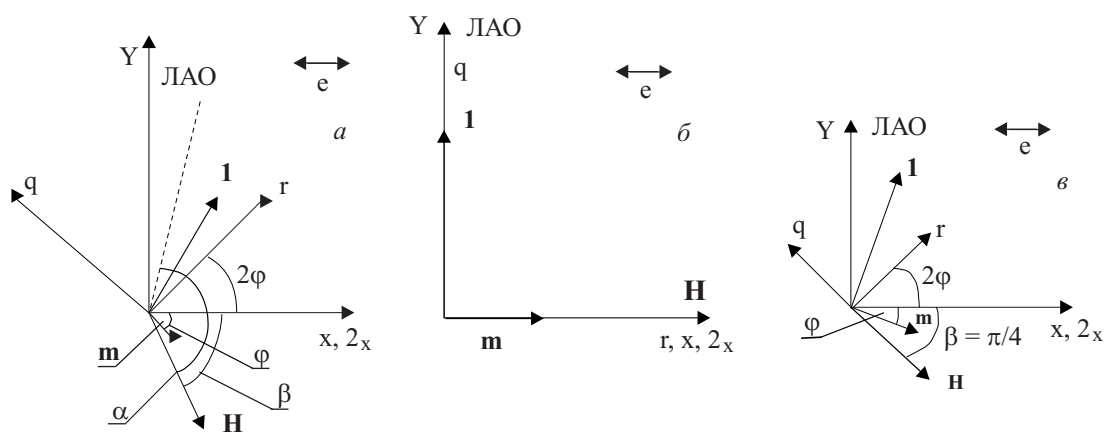


Рис. 3. Ориентация осей в базисноанизотропном случае: ориентации магнитного поля β и ЛАО произвольны (а); $\beta = 0$, ЛАО $\perp 2_x$ (б); $\beta = \pi/4$, ЛАО $\perp 2_x$ (в).

ны и ее магнитной моды r . В (10) матрица Джонса T_m для m -го слоя определяется выражением [2]

$$T_m = \begin{pmatrix} \exp(-ik_{rm}d/n) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_qd/n) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \Delta\gamma_m & -\sin \Delta\gamma_m \\ \sin \Delta\gamma_m & \cos \Delta\gamma_m \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Здесь k_q — волновой вектор немагнитной моды; k_{rm} — волновой вектор магнитной моды в слое m кристалла; $\Delta\gamma_m$ — угол поворота локальной системы координат (rq) при переходе от слоя m к слою $m+1$. В нашей модели этот угол изменяет знак при переходе из одной половины кристалла в другую.

Произведения матриц Джонса удобно представить в виде

$$\left(\prod_m T_m \right)^N = \begin{pmatrix} A_N & B_N \\ C_N & D_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{1N} + iA_{2N} & B_{1N} + iB_{2N} \\ C_{1N} + iC_{2N} & D_{1N} + iD_{2N} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Определим компоненту выходящей из кристалла волны с поляризацией, параллельной поляризации падающей:

$$u_{II}^{\text{out}} = \text{Re}(u_r^{\text{out}} \cos \psi + u_q^{\text{out}} \sin \psi). \quad (13)$$

С учетом (10) и (12) выражение (13) сводится к виду

$$\begin{aligned} u_{II}^{\text{out}} &= \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \{ [A_{1N} \cos^2 \psi + (B_{1N} + C_{1N}) \cos \psi \sin \psi + D_{1N} \sin^2 \psi] \cos \omega t - \\ &- [A_{2N} \cos^2 \psi + (B_{2N} + C_{2N}) \cos \psi \sin \psi + D_{2N} \sin^2 \psi] \sin \omega t \} = \\ &= \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N (R_{1N} \cos \omega t + R_{2N} \sin \omega t) = R_{1\Sigma} \cos \omega t + R_{2\Sigma} \sin \omega t. \end{aligned} \quad (14)$$

Для амплитуды волны (14) получаем

$$A_{II} = \sqrt{R_{1\Sigma}^2 + R_{2\Sigma}^2}. \quad (15)$$

Определяя с помощью уравнения

$$\partial A / \partial \omega = 0 \quad (16)$$

положения максимумов кривых $A(\omega, H)$, соответствующих резонансам, можно найти зависимости $\omega_{\text{rez}}(H)$.

Анализ полученных таким образом кривых $\omega_{\text{rez}}(H)$ показывает, что экспериментально наблюдаемые зависимости $\omega_{\text{rez}}(H)$ для сильномагнитных резонансов могут быть описаны во всем диапазоне полей лишь в случае распределения намагниченности, близком к однородному. Отметим, что если распределение намагниченности неоднородно, то резонансные кривые будут существенно отличаться от резонансных кривых, соответствующих однородному случаю. Однако полное изучение этого вопроса требует отдельного рассмотрения, что выходит за рамки настоящей статьи.

Можно допустить, что индуцированная магнитная анизотропия связана с анизотропией теплового рас-

ширения пьезопреобразователей. В эксперименте [1] пьезопреобразователи были ориентированы так, что на поверхностях кристалла возбуждались и регистрировались поперечные акустические волны, поляризованные вдоль оси 2_x бората железа. При величине поля $H = 6,4 \cdot 10^3$ А/м, также направленного параллельно 2_x , экспериментаторы наблюдали два резонанса на частотах $\omega_1 / 2\pi = 164$ МГц и $\omega_2 / 2\pi = 180$ МГц.

На рис. 1 видно, что этому случаю соответствуют два светлых кружка, относящихся к сильномагнитным резонансам 12-го и 13-го порядков. Настройка на сильномагнитные резонансы означает, что в данном случае распределение намагниченности близко к однородному. Оно реализуется, если $\mathbf{H} \perp \text{ЛАО}$ ($\alpha = \pi/2$). При дополнительном условии $\mathbf{H} \parallel 2_x$ ($\beta = 0$) должно быть: $\text{ЛАО} \perp 2_x$ (рис. 3,б). Такая ориентация ЛАО согласуется с симметрией тензора теплового расширения пьезопреобразователей — кристаллов ниобата лития.

Подставляя в (9) $\alpha = \pi/2$, $\beta = 0$ и $\varphi = 0$ и учитывая (7), получаем следующее выражение для фазовой скорости магнитных мод в случае однородного распределения намагниченности:

$$v_r(H, z) = \sqrt{\frac{C_{44}}{\sigma}} \sqrt{1 - \frac{H_E H_{me2}}{2H_E H_{me1} + H(H_D + H) + 2(a_1 + a_2|z|)(H_E / \mu_0 M_0)}} = \sqrt{\frac{C_{44}}{\sigma}} \sqrt{1 - \frac{A}{B + C \cdot |z|}}. \quad (17)$$

Для магнитных мод в анизотропном случае при однородном распределении намагниченности условие резонанса (2) обобщается и приобретает вид

$$\int_{-d/2}^{d/2} \frac{\pi p v_r(H, z) dz}{\omega_{\text{rez}}^{(r)} d} = d. \quad (18)$$

Подставляя сюда (17) и вычисляя интеграл, находим выражение для резонансных частот магнитных мод

$$\omega_{\text{rez}}^{(r)} = \frac{2\pi p}{Cd^2} \sqrt{\frac{C_{44}}{\sigma} [\sqrt{(B-A+Cd/2)(B+Cd/2)} - \sqrt{(B-A)B} - A \ln \frac{\sqrt{B-A+Cd/2} + \sqrt{B+Cd/2}}{\sqrt{B-A} + \sqrt{B}}]}. \quad (19)$$

Расчет на основе (19) с оптимизацией параметров a_1, a_2 приводит к резонансным кривым $\omega_{\text{rez}}^{(r)}(H)$, представленным на рис. 1,б (кривые 1, 2, 3). Эти кривые построены для значений $a_1 = 42 \text{ Дж/м}^3$, $a_2 = 1,25 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^4$. Соответствующие этим значениям поля насыщения H_S при намагничивании вдоль ЛАО ($\alpha = \pi$ — трудная ось намагничивания) таковы: $9,5 \cdot 10^3 \text{ А/м}$ для поверхности, $3,2 \cdot 10^3 \text{ А/м}$ для центра кристалла. Величины полей рассчитаны по формуле $H_S = 2aH_E / \mu_0 M_0 H_D$. В области слабых полей полученные кривые лучше коррелируют с экспериментом [1], чем кривые, рассчитанные в рамках базисноизотропной модели (рис. 1,а). Величины полей H_S таковы, что индуцированная анизотропия оказывается значительно больше кристаллографической гексагональной анизотропии. Это оправдывает то, что последняя здесь не рассматривается. Настройка на слабомагнитные резонансы должна приводить к отклонению магнитного поля от оси 2_x . В этом случае при условии $\text{ЛАО} \perp 2_x$ намагниченность в образце будет распределена неоднородно по его толщине, и для расчета резонансных кривых необходимо основываться на общей теории (10)–(16). Удовлетворительное согласие с экспериментом для слабомагнитных мод достигается при $\beta = 60^\circ$ (рис. 3,б) и тех же значениях параметров анизотропии $a_1 = 42 \text{ Дж/м}^3$, $a_2 = 1,25 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^4$ (рис 1,б, кривые P_S).

Заключение

Смещение сильномагнитных резонансов в изменяющемся магнитном поле вызывается полевой зависи-

мостью фазовой скорости магнитных мод. Смещение же слабомагнитных резонансов определяется примешиванием магнитных мод к немагнитным в случае неоднородного распределения намагниченности в кристаллической пластине FeBO₃. Эта неоднородность, в свою очередь, может быть следствием экспериментальных граничных условий, рассмотренных нами.

1. В.В. Тараканов, В.И. Хижный, *ФНТ* **22**, 752 (1996).
2. Yu.N. Mitsay, K.M. Skibinsky, M.B. Strugatsky, A.P. Korolyuk, V.V. Tarakanov, and V.I. Khizhnyi, *J. Magn. Mater.* **219**, 340 (2000).
3. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky, V.V. Tarakanov, and V.I. Khizhnyi, *J. Magn. Mater.* **241**, 330 (2002).
4. Е.А. Туров, *ЖЭТФ* **92**, 1886 (1987).
5. В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский, *ЖЭТФ* **73**, 988 (1977).
6. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky, V.V. Tarakanov, and V.I. Khizhnyi, *Functional Mater.* **9**, 68 (2002).
7. M.H. Seavey, *Solid. State Commun.* **10**, 219 (1972).
8. И.Ш. Ахмадуллин, С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов, *ФТТ* **47**, 506 (2005).

Size acoustic resonance in inhomogeneous magnetized weak ferromagnet FeBO₃

M.B. Strugatsky and K.M. Skibinsky

The theory of acoustic Fabry–Perot resonance in a thin plate of easy-plane weak ferromagnet FeBO₃ has been developed. It is shown that the observed frequency shift of resonance peaks with varying magnetic field can be explained in the frame of the previously constructed theory of magnetic linear birefringence of sound in an iron borate monocrystal with due account of the experimental boundary conditions.

PACS: 42.25.Gy Edge and boundary effects; reflection and refraction;
72.55.+s Magnetoacoustic effects;
75.80.+g Magnetomechanical and magneto-electric effects, magnetostriction.

Keywords: iron borate, magnetic birefringence of sound, magnetic anisotropy, magnetoacoustic effect.